



**TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DRESDEN**



**HELMHOLTZ
ZENTRUM DRESDEN
ROSSENDORF**

Selbstorganisierte Nanostrukturen auf Germanium und Galliumantimonid und ihre Nutzung als Template

D I S S E R T A T I O N

zur Erlangung des akademischen Grades
Doctor rerum naturalium
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt

der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Dresden

von

Dipl.-Phys. Monika Fritzsche

Geb. am 21.02.1984 in Pirna

Fachrichtung Physik
Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Dresden

Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung
Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf

Dresden, den 11.07.2013

„In der Wissenschaft beginnt alles Neue damit,
daß jemand brummt 'Hmmm...ist ja komisch.'“

Isaac Asimov

Eingereicht am 15.07.2013

1. Gutachter: Prof. Dr. Jürgen Faßbender
2. Gutachter: Prof. Dr. Thomas Michely

Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	vi
1 Einleitung	1
1.1 Möglichkeiten der Strukturierung	1
1.2 Verwendung von Ionen zur Modifizierung der Materialeigenschaften	3
1.3 Strukturierung mit Ionen und Verwendung der so erzeugten Strukturen	5
2 Grundlagen	7
2.1 Ionen-Festkörper-Wechselwirkung	7
2.2 Simulation der Sputterausbeute mit TRIM	8
2.3 Entwicklung der Oberflächenmorphologie durch Ionenbeschuss	9
2.3.1 Aufrauen der Oberfläche durch Ionenbeschuss nach Sigmund	10
2.3.2 Bradley-Harper-Gleichung	11
2.3.3 Kuramoto-Sivashinsky-Gleichung	13
2.3.4 Einfluss der Ionenbestrahlung auf die Zusammensetzung der Oberfläche nach Shenoy	16
2.3.5 Bradley-Shipman-Gleichungen	17
2.3.6 Modell zur Entstehung geneigter Punktstrukturen nach Le Roy	20
2.4 Auswertung der REM-Aufnahmen	22
2.5 Auswertung der TEM-Aufnahmen	24
2.6 TEM-Lamellenpräparation mittels FIB	26
2.6.1 Präparation am Beispiel einer TMR-Struktur	26
2.6.2 Vor- und Nachteile der TEM-Lamellenpräparation mittels FIB	35
2.6.3 Präparationsbedingte Artefakte	35
3 Selbstorganisierte Nanostrukturen auf Galliumantimonid	37
3.1 Zusammensetzung der oberflächennahen Schicht eines Galliumantimonid-Wafers	38
3.1.1 Oxidation einer Galliumantimonid-Oberfläche	38
3.1.2 Tiefenprofil einer GaSb-Oberfläche und Anreicherung der einzelnen Komponenten durch präferentielles Sputtern	42
3.2 Herstellung der Strukturen	43
3.3 Änderungen der Punktstrukturen mit der Energie	44
3.4 Änderungen der Punktstrukturen mit dem Fluss	50
3.4.1 Verdopplung des Flusses für den Energiebereich von 700 eV bis 1200 eV	50
3.4.2 Flussabhängigkeit für 500 eV	57
3.5 Änderungen der Strukturen mit dem Einfallswinkel	60
3.6 Änderungen der Punktstrukturen mit der Fluenz	69
3.7 Vergleich mit theoretischen Modellen	78

4	Selbstorganisierte Nanostrukturen auf Germanium	81
4.1	Herstellung der Strukturen	81
4.2	Änderungen der Lochstrukturen mit der Fluenz	82
4.3	Änderungen der Strukturen mit der Energie	89
4.4	Einfluss der Kristallstruktur auf die Lochstrukturen	99
4.5	Änderung der Lochstrukturen mit dem Fluss	102
4.6	Einfluss des Rasterns auf die Lochstrukturen	106
4.7	Vergleich der Fluenzabhängigkeit für FIB und breiten Ionenstrahl	108
4.8	Zusammensetzung der amorphen Schicht nach der Ionenbestrahlung	112
4.9	Verwendung von Germanium-Ionen zur Erzeugung von Lochstrukturen	114
4.10	Vergleich mit einer Simulation	118
4.11	Änderungen der Strukturen mit dem Winkel	120
5	Beschichtung der Lochstrukturen auf Germanium mit Silber	130
6	Beschichtung der Lochstrukturen auf Germanium mit Eisen	137
6.1	Strukturelle Eigenschaften der gewachsenen Eisenschichten	137
6.2	Magnetische Eigenschaften der gewachsenen Eisenschichten	140
6.2.1	Magnetische Eigenschaften einer planaren, geschlossenen Eisenschicht . . .	144
6.2.2	Magnetische Eigenschaften einer geschlossenen Eisenschicht auf einem vor- strukturierten Substrat	147
6.2.3	Magnetische Eigenschaften der geneigten Strukturen auf dem vorstrukturierten Substrat	149
6.2.4	Vergleich der magnetischen Eigenschaften der geneigten Strukturen auf dem planaren und dem vorstrukturierten Substrat	157
7	Zusammenfassung	159
	Abbildungsverzeichnis	163
	Tabellenverzeichnis	166
	Literaturverzeichnis	167

Kurzfassung

In dieser Arbeit ist die Bildung von selbstorganisierten Nanostrukturen auf Galliumantimonid (GaSb) und Germanium (Ge) durch Ionenbeschuss untersucht worden. Zudem sind die auf Ge erhaltenen Lochstrukturen als Template für Silber- und Eisenschichten verwendet worden.

Bei der Bestrahlung von GaSb mit Argonionen unter senkrechtem Ioneneinfall bilden sich hexagonal geordnete Punktstrukturen, während bei der Bestrahlung von Ge mit Galliumionen unter senkrechtem Ioneneinfall hexagonal geordnete Lochstrukturen entstehen. Dabei handelt es sich um zueinander inverse Muster. Für diese beiden Materialsysteme sind die Abhängigkeit der sich bildenden Strukturen von der Ionenenergie, dem Fluss, der Fluenz und dem Ioneneinfallswinkel untersucht, und die entstehenden Muster mit theoretischen Modellen verglichen worden. Bei der Bestrahlung von GaSb unter senkrechtem Ioneneinfall steigen charakteristische Länge und Höhe mit der Ionenenergie linear an, bis sie sättigen. Eine Variation des Einfallswinkels der Ar^+ -Ionen führt zu hexagonal geordneten Punktstrukturen, geneigten Punktstrukturen und Rippeln auf GaSb. Das Aspektverhältnis steigt mit dem Winkel an, bis es für die Rippel wieder stark absinkt. Auf Ge bilden sich bei der Bestrahlung mit Ga^+ -Ionen Lochstrukturen, deren Höhe linear mit der Ionenenergie ansteigt und deren charakteristische Länge mit dieser absinkt. Mit steigendem Ioneneinfallswinkel bilden sich aneinander gereihte Lochstrukturen sowie unregelmäßige Muster. Beiden Materialsystemen ist der Anstieg der Ordnung bis zu einer Sättigung mit der Fluenz ebenso wie der Anstieg der Höhe der Strukturen mit der Energie gemeinsam. Für schrägen Ioneneinfall werden gänzlich unterschiedliche Muster erhalten. Zudem ist ein Unterschied im Verhalten der charakteristischen Länge mit der Ionenenergie vorhanden. Ebenso wie die unterschiedlichen Aspektverhältnisse weist dies auf einen Unterschied im Musterbildungsprozess hin. Dieser wird auf Ge von der Vakanzdynamik dominiert, wohingegen auf GaSb das präferentielle Sputtern ausschlaggebend ist. Somit bestimmen die unterschiedlichen Materialeigenschaften von GaSb und Ge den Musterbildungsprozess.

Um ein zeitlich entkoppeltes Bestrahlen zu betrachten, wird mit dem Strahl über die Ge-Oberfläche gerastert. Die erhaltenen Muster werden mit denen durch einen stehenden Ionenstrahl entstanden verglichen. Das Rastern des Ionenstrahls hat keinen Einfluss auf die entstehenden Muster. Zudem wird der Fluss bei Bestrahlung der Ge-Oberfläche über vier Größenordnungen variiert. Da der Fluss in allen Termen der Kontinuumsgleichungen enthalten ist, ist kein Einfluss auf die entstehenden Lochstrukturen vorhanden. Bei einer Bestrahlung von Ge mit Ge^+ -Ionen bilden sich ebenfalls Lochstrukturen, die aber keine hexagonale Nahordnung aufweisen. Damit wird eine zweite Komponente, entweder im Substrat oder aus dem Ionenstrahl, benötigt, damit die Strukturen geordnet sind.

Diese Lochstrukturen werden im Anschluss mit Silber und Eisen bedampft, um ein unterschiedliches Aufwachsen im Vergleich zu einer planaren Oberfläche zu untersuchen. Bei Verwendung einer vorstrukturierten Oberfläche steigt die Anzahl der Silbercluster aufgrund der größeren Oberfläche an. Eine Vorstrukturierung des Substrats verhindert eine Veränderung der Film-morphologie eines nahezu geschlossenen Films durch Tempern. Bei Verwendung eines planaren Substrats bilden sich nach dem Tempern Cluster. Beim senkrechten Aufdampfen eines Eisenfilms folgt dieser der Oberfläche. Durch die erhöhte Rauigkeit aufgrund der Vorstrukturierung verän-

dert sich die polare Magnetisierungskomponente. Beim Aufdampfen des Eisens unter streifendem Einfall bilden sich säulenartige Strukturen. Diese sind auf dem vorstrukturierten Substrat größer und haben im Mittel einen größeren Abstand. Diese Säulen weisen eine starke magnetische und magnetooptische Anisotropie auf, die im Anschluss untersucht wird. Die Verwendung des vorstrukturierten Substrats und somit die veränderte Größe der Säulen, beeinflusst die magnetischen Eigenschaften kaum.

1 Einleitung

Bei der Beeinflussung der Materialeigenschaften dünner Schichten spielen deren Ober- und Grenzflächen eine wesentliche Rolle. So können auf die Oberfläche aufgebrachte Muster als Strukturierungselemente auf der Nano- bis Mikrometerskala verwendet werden.

Die Strukturierung von Oberflächen wird zum Beispiel bei der Chipherstellung in der Halbleiterindustrie verwendet. Daher wird zunächst ein Überblick über die Möglichkeiten der Oberflächenstrukturierung gegeben (Abschnitt 1.1). Hierbei wird zwischen serieller und paralleler Strukturierung unterschieden. Da sich die vorliegende Arbeit mit der Herstellung von selbst-organisierten Nanostrukturen durch Ionenbestrahlung beschäftigt, werden im Anschluss einige Beispiele der Veränderung von Materialeigenschaften durch Ionenbeschuss ohne eine Modifizierung der Oberfläche vorgestellt (Abschnitt 1.2). Ein wichtiges Beispiel einer solchen Modifikation ist die Dotierung von Halbleitern. Abschließend werden diese Modifikationen kombiniert, so dass auf die Strukturierung der Oberfläche durch Ionenbeschuss und ihre Verwendung eingegangen wird (Abschnitt 1.3). Diese Methode kombiniert die Vorteile der konventionellen Oberflächenstrukturierung. Die Größe der Strukturen kann beliebig variiert werden, was nur mit serieller Strukturierung möglich ist. Zudem können durch die homogene Ionenbestrahlung große Flächen in kurzer Zeit strukturiert werden, wofür ansonsten Masken benötigt werden, die aufwendig hergestellt werden müssen. Aufgrund der Strukturgrößen von zum Teil deutlich unter 50 nm ist die optische Lithographie nicht mehr möglich, da die verwendete Wellenlänge größer ist. Es ist keine Verwendung von Lacken und somit von Lösungsmitteln notwendig, und die Oberflächen müssen nicht geätzt werden. Stattdessen bilden sich durch die Ionenbestrahlung Strukturen mit Aspektverhältnissen, die zum Teil deutlich größer als eins sind.

Bei der Ionenbestrahlung bestimmen sowohl die Bestrahlungsparameter (zum Beispiel Ionenart, Ionenenergie, Einfallswinkel und Temperatur) als auch das bestrahlte Substrat den Typ und die Größe der sich bildenden Strukturen. Um eine gezielte Modifikation der Strukturen vornehmen zu können (zum Beispiel Höhe der Strukturen oder charakteristische Länge) ist es notwendig, den Musterbildungsprozess zu kennen. Da dieser noch nicht vollständig verstanden ist, werden zusätzliche experimentelle Befunde benötigt. Daher wird in den folgenden Kapiteln am Beispiel von Galliumantimonid (Kapitel 3) und Germanium (Kapitel 4) die Musterbildung untersucht und beschrieben sowie mit den in Kapitel 2 vorgestellten theoretischen Modellen verglichen. Die vorstrukturierten Oberflächen beeinflussen das Aufwachsen von nachträglich aufgetragenen Schichten, was am Beispiel von Silber (Kapitel 5) und Eisen (Kapitel 6) im Rahmen dieser Arbeit betrachtet wird. Neben der strukturellen Veränderung des aufgetragenen Films wird am Beispiel des Eisens auch die Modifizierung der magnetischen Eigenschaften durch die Vorstrukturierung untersucht.

1.1 Möglichkeiten der Strukturierung

Es existieren eine Vielzahl von Möglichkeiten zur Strukturierung von Oberflächen, wovon die wichtigsten hier kurz vorgestellt werden. Dabei wird zwischen seriellen und parallelen Verfahren, sowie zwischen „top-down“- und „bottom-up“-Verfahren unterschieden. Das „top-down“-

Verfahren beschreibt die Optimierung von konventionellen Methoden, um kleinere Strukturgrößen zu erreichen, wohingegen das „bottom-up“-Verfahren auf Selbstorganisation beruht. Die Verwendung serieller Verfahren ist meist sehr langwierig und wird daher in der Industrie vor allem zur Maskenherstellung für anschließende parallele Verfahren verwendet.

Eine weit verbreitete Möglichkeit der Oberflächenstrukturierung ist die Nutzung lithographischer Techniken („top-down“). Eine davon ist die Elektronenstrahlolithographie, die häufig zur Herstellung der Masken verwendet wird. Dafür wird ein lichtempfindlicher Lack auf eine Oberfläche aufgebracht, der durch den Elektronenstrahl belichtet wird. Dadurch werden die Polymerketten des Lacks und somit ihre Löslichkeit in organischen Lösungsmitteln verändert, wodurch Fenster entstehen [1]. Anschließend können die Proben bedampft oder geätzt werden, um die gewünschten Strukturen zu erhalten. Dieser Prozess kann beliebig oft wiederholt werden, so dass sehr komplexe Strukturen mit Strukturgrößen um die 10 nm aus den verschiedensten Materialien entstehen können. Diese serielle Technik ermöglicht ein direktes Schreiben der interessierenden Struktur [2–8], wodurch eine hohe Flexibilität bezüglich Strukturänderungen existiert, aber die Methode einen geringen Durchsatz hat.

Eine weitere direkt schreibende, serielle Methode ist die Verwendung eines fokussierten Ionenstrahls (FIBs) [9]. Neben der Belichtung des Lacks können auch direkt die interessierenden Strukturen erzeugt werden. Ohne Lack hat die Bestrahlung der Oberfläche mit Ionen eine Dotierung der oberflächennahen Schicht, gefolgt von einer Amorphisierung und anschließend ein lokales Abtragen der Oberfläche zur Folge [10–17]. Dreidimensionale Objekte können somit direkt aus dem Film geschnitten werden. Im Gegensatz zur Nutzung eines Lacks ist beim direkten Schreiben die Schreibstrategie des FIBs zu beachten. Ein lokales Abtragen der Oberfläche bewirkt eine Redeposition, das heißt, abgetragenes Material wird an einer anderen Stelle wieder deponiert. Zudem werden wesentlich höhere Schreibzeiten benötigt, was auf Grund der geringeren Strahlstabilität im Vergleich zum Elektronenstrahl ein kritischer Faktor ist. Die Implantation von Ionen in die Probenoberfläche, wie sie beim Schreiben ohne Lack auftritt, kann die Eigenschaften dieser verändern, was in Abschnitt 1.2 an einigen Beispielen beschrieben ist.

Bei der Verwendung von Masken können die interessierenden Bereiche parallel belichtet werden. Dadurch ist die Methode deutlich schneller. Bei Strukturänderungen muss jedoch eine neue Maske hergestellt werden. Die optische Lithographie nutzt Masken¹, wobei die Auflösung durch die Wellenlänge der verwendeten Lichtquelle begrenzt wird [18]. Um sie zu erhöhen, können extrem ultraviolette Strahlung [19, 20] oder harte Röntgenstrahlung [21, 22] verwendet werden. Diese Masken können auch für die Lithographie mit Ionen, meist Protonen, verwendet werden [23].

Eine weitere Möglichkeit der Strukturierung von Oberflächen ist „nanoimprint“ [1, 24–27]. Dabei wird ein Abdruck („mold“) hergestellt, der dann auf die Oberfläche mit dem Lack gedrückt wird. Der entstehende Dickenunterschied wird bei einem folgenden anisotropen Ätzen genutzt [25, 26]. Im Vergleich zu den Lacken, die bei der Lithographie verwendet werden, erfolgt hier keine chemische Änderung der Lackstruktur, sondern nur eine mechanische Deformation. Beim laserunterstützten direkten „imprint“ [24] wird die lackfreie Oberfläche mit dem Laser aufgeschmolzen und der Abdruck in das Substrat gepresst, wodurch dieses ohne Ätzen sofort strukturiert ist. Durch den direkten Kontakt des Abdrucks mit der Probe entfällt die Begrenzung der Strukturgröße durch die Wellenlänge der verwendeten Strahlungsquelle.

Die „soft lithography“ [28–30] bezeichnet eine weitere Gruppe von Strukturierungsmöglichkeiten. Diese sind [28] „replica molding“, „microcontact printing“, „micromolding in capillaries“, „microtransfer molding“ [31] und „solvent-assisted micromolding“. Allen Techniken ist gemeinsam, dass

¹ zumeist Chrom/Glas

zunächst ein Master hergestellt wird, auf den ein Elastomer (meist PDMS² [18, 28–31, 33, 34]) aufgebracht wird. Dieses vorstrukturierte Elastomer wird anschließend unterschiedlich verwendet. An dieser Stelle werden nur die ersten beiden Möglichkeiten kurz beschrieben, ansonsten sei hier auf weiterführende Literatur verwiesen (zum Beispiel [28–30]). Beim „replica molding“ [33] wird das Elastomer als Abdruck genutzt. Der Abdruck kann mechanisch verformt werden, so dass auch gekrümmte Oberflächen strukturiert werden können. Beim „microcontact printing“ wird das Elastomer mit einer Alkanthiol³-Lösung benetzt, so dass diese Moleküle bei Kontakt mit der Probenoberfläche an diese abgegeben werden [28]. Durch die Oberflächenstrukturierung des Elastomers sind dann nur einzelne Bereiche der Probe mit den Molekülen bedeckt.

Für alle bis jetzt vorgestellten Strukturierungsmöglichkeiten ist eine Strahlungsquelle oder eine Maske beziehungsweise ein Master verwendet worden. Dies ist bei der seriellen Oberflächenstrukturierung mittels Rasterkraft-(AFM-) sowie Rastertunnelmikroskopie-(STM)-basierten Techniken [1, 28, 34–36] nicht notwendig. Bei der Verwendung von STM-Spitzen werden meist Spannungspulse zur Erzeugung von Strukturen eingesetzt. Bei der Verwendung von AFM-Spitzen können sowohl zuvor auf die Oberfläche aufgebrachte Moleküle im Bereich der Spitze entfernt [36] als auch direkt die interessierenden Strukturen mittels kapillaren Transport entlang der AFM-Spitze geschrieben werden [34, 35].

Bei der Entfernung von Molekülen mittels AFM-Spitzen ist schon die Selbstorganisation von Molekülen genutzt worden. Bei der Selbstorganisation [1, 28, 34, 37] handelt es sich um „bottom-up“-Verfahren zur parallelen Strukturierung der Oberfläche, bei dem die verwendeten Komponenten schon vorher optimiert werden können. Je nach Größenskala wird zwischen der Selbstorganisation von Molekülen, von nanoskaligen Objekten und von Objekten auf der Makro- beziehungsweise Mesoskala unterschieden. Ein Beispiel für die Selbstorganisation von nanoskaligen Objekten ist die Nutzung von monodispersiven sphärischen Kolloiden, die eine ein Monolage hohe Schicht aus hexagonal geordneten Kolloiden formen. Bei einem Bedampfen dieser wird nur der Bereich zwischen den Kugeln bedampft und es bilden sich pyramidenförmige Inseln auf der Oberfläche [34]. Ein weiteres Beispiel eines „bottom-up“-Verfahrens ist die anodische Oxidation von Aluminiumschichten, die zu einer Anordnung von hexagonal geordneten, kolumnaren Löchern [28, 38] mit einer Größe zwischen 5 nm und 200 nm [1, 18] führt. Diese Löcher können anschließend mittels Elektrodeposition [39–41] oder Bedampfen [42–46] mit einem anderen Material befüllt werden. Weiterhin kann die so erhaltene Struktur als Abdruck verwendet werden, um das Muster auf einer anderen Oberfläche zu erhalten (mittels „soft lithography“) [47].

Zur Beschreibung weiterer Strukturierungsmöglichkeiten sowie zur näheren Beschreibung der hier genannten Techniken sei an dieser Stelle auf weiterführende Literatur verwiesen (zum Beispiel [1, 18, 21, 28, 34] und darin enthaltene Referenzen). Zudem können diese Strukturierungsmöglichkeiten auch miteinander kombiniert werden.

1.2 Verwendung von Ionen zur Modifizierung der Materialeigenschaften

Bei einer Bestrahlung von Festkörpern mit Ionen werden diese in das Material implantiert, wodurch sich im bestrahlten Bereich die Materialeigenschaften verändern. Dies wird zum Beispiel bei der Dotierung von Halbleitern genutzt, um sie p- oder n-leitend zu machen. Weitere Möglichkeiten der Modifizierung der Materialeigenschaften durch Ionenbestrahlung werden in

² Polydimethylsiloxan $(\text{H}_3\text{C})_3\text{SiO}[\text{Si}(\text{CH}_3)_2\text{O}]_n\text{Si}(\text{CH}_3)_3$ [32]

³ Alkane mit -SH (Schwefel-Wasserstoff) als funktioneller Gruppe

diesem Abschnitt an einigen Beispielen exemplarisch gezeigt, wobei zwischen der großflächigen und der lokalen Modifizierung unterschieden wird. Eine lokale Modifizierung ermöglicht es, Materialeigenschaften zu erhalten, die mit einer großflächigen Ionenbestrahlung nicht erreicht werden können.

Da mit dem FIB direkt (also ohne Lack) geschrieben werden kann, befindet sich immer Gallium⁴ im bestrahlten Bereich. Durch die Bestrahlung von Permalloy ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) mit 30 keV Galliumionen wird die Sättigungsmagnetisierung reduziert. Zudem findet ein Kristallitwachstum sowie eine Texturierung entlang der (111)-Richtung statt [48].

Neben einer homogenen Bestrahlung eines größeren Bereichs (mehrere 100 μm) mit dem FIB [48] ist es auch möglich, gezielt einzelne Strukturen, wie zum Beispiel Streifen [49], zu schreiben. Dabei besteht aber eine Begrenzung bezüglich der Elemente und des Energiebereichs, in dem mit dem FIB gearbeitet werden kann. Bei einer Nutzung des Galliums als zu implantierendes Ion entfällt die Entfernung des Lacks und es ist möglich, die erhaltenen Strukturen direkt zu untersuchen. In Abhängigkeit der Streifenbreite ändern sich die lokalen magnetischen Eigenschaften [50]. Durch die Möglichkeit der Fokussierung des Ionenstrahls auf weniger als 100 nm kann der modifizierte Bereich auch in dieser Größenordnung liegen.

Genau wie bei der Implantation von Gallium führt die Implantation von Chrom- beziehungsweise Nickelionen in eine Permalloy-Schicht zu einem Absinken der Sättigungsmagnetisierung [51, 52]. Diese homogene Bestrahlung kann mit optischer Lithographie kombiniert werden, so dass eine lokale Bestrahlung, zum Beispiel in Form von Streifen, möglich ist. Durch eine anschließende Bestrahlung mit Chromionen erfolgt eine laterale magnetische Strukturierung [53]. Durch die schützende Lackschicht wird, bei einer geeigneten Wahl der Ionenenergie, nur jeder zweite Streifen bestrahlt. Durch diese magnetische Strukturierung wird eine Domänenstruktur vorgegeben, die auf Grund der variablen Streifenbreite maßgeschneiderte Eigenschaften erhält. Diese sind anders als bei einer komplett bestrahlte Probe, da die unterschiedlichen Streifen austauschgekoppelt sind. Der Nachteil dieser Ionenbestrahlung besteht darin, dass der Lack nur sehr schwer und auch nur teilweise wieder entfernt werden kann.

Bei der magnetischen Modifizierung handelt es sich nicht um eine Strukturierung der Oberfläche, sondern um eine Strukturierung aufgrund der Ionenimplantation [54, 55] und dem damit verbundenen Vermischen von Grenzflächen und der lokalen Umordnung der Atome des Festkörpers.⁵ Dies wird auch bei der Bestrahlung einer 20 nm dicken Permalloy-Schicht mit 30 keV Galliumionen mit dem FIB deutlich. Bei identischer Fluenz und identischen Bestrahlungsparametern ändern sich die magnetischen Eigenschaften in Abhängigkeit der darunter befindlichen Schicht (Si_3N_4 , SiO_2 oder Ta) [50]. Ebenso führt die Ionenbestrahlung mit Neonionen zu einer veränderten Kopplung zweier ferromagnetischen Schichten, zwischen denen sich eine dünne unmagnetische Zwischenschicht befindet. Ohne Ionenbestrahlung ist die Kopplung der Cobalt- und Permalloy-Schicht antiferromagnetisch, nach der Ionenbestrahlung ferromagnetisch [56].

Neben den Änderungen der magnetischen Eigenschaften von Festkörpern durch die Ionenbestrahlung können auch andere Eigenschaften modifiziert werden. Ein Beispiel dafür ist die Bestrahlung von atomar flachen MICA mit Argonionen [57]. Auf Grund einer Energie von 25 eV erfolgt kein Aufräumen der Oberfläche. Durch die Ionenbestrahlung ändert sich die Hydrophobie der Probe und der Kontaktwinkel zwischen einem ruhenden reinem Wassertropfen und der MICA-Oberfläche steigt, je nach Alter der Probe, auf Werte zwischen 40° und 80° an. Im Ver-

⁴ die meisten FIBs nutzen dieses Element

⁵ zum Beispiel Wechsel von chemisch geordneten Phasen in chemisch ungeordnete Phasen mit unterschiedlichen Eigenschaften

gleich dazu hat unbestrahltes MICA immer einen Kontaktwinkel von weniger als 35° . Diese modifizierten Oberflächen können dann dazu genutzt werden, den Einfluss des Kontaktwinkels auf die Anordnung von Peptidhormonen⁶ zu untersuchen, ohne dass Änderungen des pH-Wertes oder der chemischen Komposition erfolgen [58].

1.3 Strukturierung mit Ionen und Verwendung der so erzeugten Strukturen

Neben der direkten Modifikation von Materialeigenschaften durch Ionenbeschuss kann auch die Oberfläche selbst strukturiert werden. Dies betrifft die Morphologie und die Zusammensetzung der Oberfläche, wobei an dieser Stelle nur auf die Morphologie eingegangen wird. Das präferentielle Sputtern sowie die theoretische Beschreibung der lateralen Modulation der Zusammensetzung ist in Abschnitt 2.3.4 beschrieben. Der Vorteil einer Strukturierung mittels homogener Ionenbestrahlung gegenüber lithographischen Techniken ist die schnelle, einfache und kostengünstige Umsetzung. Zudem müssen keine Lacke verwendet werden und die Größenskala der Strukturen ist variabel. Die entstehenden Oberflächenstrukturen sind auf der Nano- bis Mikrometerskala und können unter anderem für optische und magnetische Anwendungen, als Template für selbstorganisierte Prozesse sowie als Substrat mit einstellbarer Benetzbarkeit verwendet werden. Daher wird in diesem Abschnitt zunächst ein Überblick über die sich bildenden selbstorganisierten Nanostrukturen gegeben. Anschließend werden einige Anwendungsbeispiele vorgestellt.

Die Ionenbestrahlung kann die Oberfläche glätten [59–67] oder aufrauen [67, 68]. Zudem kann bei einer geeigneten Wahl der Parameter der Beschuss von Oberflächen mit Ionen zu selbstorganisierten Mustern führen. So sind in den 1960iger-Jahren durch Navez *et al.* [69] bei der Bestrahlung von Glasoberflächen mit ionisierter Luft unter schrägem Einfallswinkel Wellenstrukturen (Rippel) beobachtet worden. Diese sind relativ zum Ionenstrahl orientiert und ändern ihre Periodizität zwischen 30 nm bis 120 nm sowie ihre Richtung in Abhängigkeit des Ioneneinfallswinkels. Für senkrechten Ioneneinfall sind Punktstrukturen beobachtet worden [69]. Diese Art der Wellenstrukturen ist in den folgenden Jahren auf allen Oberflächentypen [70] gefunden worden. So sind diese Wellenstrukturen auf Metallen⁷, Halbleitern⁸, Oxiden⁹ sowie Diamant [103] und MICA [104] untersucht worden. Die Rippel bilden sich für schrägen Ioneneinfall sowohl auf amorphen als auch auf kristallinen Materialien, wobei letztere durch den Ionenbeschuss amorphisiert werden.

Bei senkrechtem Ioneneinfall bilden sich Punktstrukturen. Diese sind von Facsko *et al.* auf GaSb [105] beobachtet worden, wobei die Punktstrukturen eine hexagonale Nahordnung aufweisen. Die einzelnen Domänen haben eine beliebige Orientierung zueinander, da durch den Ionenstrahl keine Vorzugsrichtung gegeben ist. Diese Punktstrukturen bilden sich auf vielen zusammengesetzten Halbleiteroberflächen mit¹⁰ und ohne¹¹ Probenrotation. Für einen Ioneneinfallswinkel von 80° zur Oberflächennormalen bilden sich auf InSb Rippel, während eine Rotation

⁶ Insel-Amyloid-Polypeptid

⁷ zum Beispiel Cu [71–77], Ag [78–80] oder Au [81]

⁸ zum Beispiel Si [82–96], Ge [87, 97, 98] oder GaAs [91, 99]

⁹ zum Beispiel MgO [100] oder SiO₂ [101, 102]

¹⁰ zum Beispiel GaSb [106, 107], InP [107, 108] oder InSb [106]

¹¹ zum Beispiel Si [109–111], GaSb [105, 112–117], InSb [114, 115], InP [107, 108, 118] oder Ge [119, 120]

zur Bildung von Punktstrukturen führt [106]. Neben den Punktstrukturen bildet sich auch das dazu inverse Muster bei senkrechtem Ioneneinfall auf Germanium. Dabei handelt es sich um hexagonal geordnete Lochstrukturen [121, 122]. Die Punktstrukturen auf GaSb [116] ebenso wie die Lochstrukturen auf Ge (diese Arbeit) entstehen sowohl auf amorphen als auch auf kristallinen, durch Ionenbeschuss amorphisierten, Substrat.

Zudem ist bei den III-V Halbleitern eine Neigung der Punktstrukturen in Richtung des einfallenden Ionenstrahls vorhanden, so zum Beispiel für InP [123] oder GaSb [124–126]. Die Strukturierung solcher geneigten Strukturen mittels konventioneller lithographischer Techniken ist nicht möglich, so dass bei der Verwendung solcher Oberflächen als Template die selbstorganisierten Nanostrukturen verwendet werden müssen.

Der Typ und die Größe der sich bildenden Strukturen wird durch die Bestrahlungsparameter (zum Beispiel Ionensorte, Ionenenergie, Einfallswinkel und Temperatur) sowie durch das verwendete Substrat bestimmt. Dabei ist die Bestrahlung sowohl mit breitem als auch mit fokussiertem Ionenstrahl [103, 122, 127], mit verschiedenen Energien, Fluenzen und Ioneneinfallswinkeln, mit und ohne Rastern [93, 122], mit Ionen und Clustern [119] sowie bei verschiedenen Temperaturen [128, 129] oder bei gleichzeitiger Deposition von Metallen [130–132] erfolgt, um die verschiedenen entstehenden Strukturen zu untersuchen.

Die Verwendung der vorstrukturierten Oberflächen als Template beeinflusst die magnetischen Eigenschaften [133–136]. So wird bei einem Abscheiden von dünnen magnetischen Filmen auf Rippel eine uniaxiale magnetische Anisotropie beobachtet [135]. Die Stärke dieser Anisotropie kann dabei über die Periodizität der Rippel verändert werden [136]. Wenn diese Rippel keine amorphe Schicht besitzen und somit komplett einkristallin sind (wie zum Beispiel auf MgO), kann ein epitaktisches Aufwachsen eines Films erfolgen (zum Beispiel Eisenfilm). Die Rippelrichtung gibt die Richtung der uniaxialen magnetischen Anisotropie an, während die intrinsische Anisotropie des Eisenfilms nicht beeinflusst wird. Damit können beide Anisotropien mit einem beliebigen Winkel zueinander eingestellt werden [100].

Neben den magnetischen können auch die optischen Eigenschaften modifiziert werden [137–144]. Eine Deposition von Silber unter einem streifenden Einfall bewirkt eine Anordnung der Cluster entlang der Rippel. Dadurch ist die dielektrische Funktion sowie die Plasmonenabsorption anisotrop [137, 138].

Weiterhin können auch die elektrischen [145, 146] Eigenschaften von dünnen Filmen modifiziert werden. Ein Beispiel dafür ist die Bestrahlung eines auf einem Oxid befindlichen Siliziumfilms. Wenn dieser mit Ionen bestrahlt wird, bilden sich Rippel, so dass bei Erreichen der Grenzfläche Nanodrähte entstehen [146]. Der Transfer der erhaltenen Strukturen in eine darunter liegende Schicht ist auch zur Herstellung von magnetischen Inseln [147] sowie von isolierten GaSb-Inseln auf AlSb verwendet worden [148].

Zudem sind die strukturierten Oberflächen als Template für bioaktive Oberflächen [149] ebenso wie für Kohlenstoff-Nanoröhren [150] interessant. Das Aufbringen von Zellen auf die Rippel beeinflusst den Typ der sich bildenden Stammzellen [151].

Diese Vielfalt der Möglichkeiten zur Veränderung von Materialeigenschaften und Oberflächen mit Hilfe von Ionen macht es erforderlich, die Veränderung einer Oberfläche unter Ionenbeschuss zu kennen, was in dieser Arbeit untersucht wird.

2 Grundlagen

Da die selbstorganisierten Nanostrukturen durch Ionenbeschuss hergestellt werden, werden in diesem Kapitel zunächst einige Grundlagen der Wechselwirkung zwischen ankommendem Ion und Festkörper beschrieben.

Wenn ein Ion auf einen Festkörper trifft, deponiert es in diesem Energie. Dadurch verlassen in Abhängigkeit der Masse, der Energie und des Einfallswinkels des ankommenden Ions unterschiedlich viele Atome den Festkörper. Die Menge des entfernten Materials bestimmt die Ordnung der sich bildenden Strukturen. Damit bei verschiedenen Energien die gleiche Anzahl von Atomen den Festkörper verlassen und somit die gleiche Menge an Material entfernt wird und die Ordnung vergleichbar ist, muss die Gesamtzahl der ankommenden Ionen mit der Energie und dem Winkel variiert werden. Um die Anzahl der Atome, die den Festkörper pro einfallendem Ion verlassen, zu bestimmen, wird eine Simulation mit TRIM [152] durchgeführt. Dafür werden die Näherungen, die TRIM zur Bestimmung der Sputterausbeute macht, im darauffolgenden Abschnitt zusammengefasst. Die Bildung der nach dem Ionenbeschuss vorhandenen selbstorganisierten Nanostrukturen wird mit Hilfe von Kontinuumsungleichungen beschrieben, welche in Abschnitt 2.3 vorgestellt werden. Die erhaltenen Nanostrukturen werden bezüglich Ordnung und charakteristischer Länge mit Hilfe der Paarkorrelationsfunktion ausgewertet, welche aus den Rasterelektronenmikroskopie-Aufnahmen bestimmt wird. Da es sich bei der charakteristischen Länge um eine grundlegende Größe handelt, wird die Bestimmung dieser in Abschnitt 2.4 beschrieben. Neben der charakteristischen Länge werden auch die Höhe sowie der Anstiegswinkel der Strukturen bestimmt. Dies erfolgt anhand von Transmissionselektronenmikroskopie-Aufnahmen und ist in Abschnitt 2.5 beschrieben. Die Präparation aller in dieser Arbeit gezeigten Lamellen ist mittels eines fokussierten Ionenstrahls (FIBs) erfolgt. Diese wird abschließend am Beispiel einer Tunnelmagnetowiderstandsstruktur beschrieben, wobei auf die Vor- und Nachteile der FIB-Präparation eingegangen wird.

Die hier vorgestellten Grundlagen werden in mehreren Kapiteln benötigt. Wenn diese nur an einer Stelle benötigt werden (wie zum Beispiel die magnetooptische Kerr-Magnetometrie), werden diese dort erklärt.

2.1 Ionen-Festkörper-Wechselwirkung

In diesem Abschnitt wird ein kurzer Überblick über die Wechselwirkung des Ions mit dem Festkörper gegeben. Eine ausführliche Beschreibung der Ionen-Festkörper-Wechselwirkung bei Ionenbeschuss ist zum Beispiel in [153] zu finden.

Wenn ein Ion auf einen Festkörper trifft, werden die Energie und der Impuls des Ions durch elastische und inelastische Stöße mit den Atomkernen beziehungsweise den Elektronen des Festkörpers an diesen übertragen. Damit setzt sich der Energieverlust des Ions aus einem nuklearen und einem elektronischen Beitrag zusammen, wobei die Größe der einzelnen Beiträge von der Primärenergie des ankommenden Ions abhängt. Für kleine Energien (bis in den Bereich von einigen keV) dominiert der nukleare Beitrag, das heißt, die Ionen werden an den Atomkernen

elastisch gestreut. Mit steigender Energie wird der Anteil der inelastisch an den Elektronen gestreuten Ionen größer. Durch den Energieübertrag an die Atome des Festkörpers bewegen sich diese und stoßen ihrerseits andere Atome an. Dieser Prozess findet so lange statt, bis das primäre Ion und alle beteiligten Stoßpartner zum Stillstand gekommen sind. Alle beteiligten Atome bilden die „Kollisionskaskade“. Die Streuung der Ionen und der sich bewegenden Atome an den Atomen des Festkörpers bewirkt eine Richtungsänderung der bewegten sowie einen Impulsübertrag auf die ruhenden Stoßpartner. Damit können einige Atome in Richtung der Oberfläche gestreut werden. Wenn die Energie dieser Atome größer als die Oberflächenbindungsenergie ist, können sie den Festkörper verlassen. Dieser Prozess wird „Sputtern“ genannt. Wenn Atome in Richtung der Oberfläche gestreut werden, aber ihre Energie kleiner als die Oberflächenbindungsenergie ist, bilden sich Adatome auf der Oberfläche. Die Anzahl der Atome, die die Oberfläche pro einfallendem Ion verlassen, hängt von der Energie des primären Ions ab und wird mit dieser größer.¹ Durch die Stöße gelangen die Atome des Festkörpers an Zwischengitterplätzen zum Stillstand. Am ursprünglichen Ort der Atome werden dabei Vakanzen erzeugt. Einige der Vakanzen rekombinieren mit den Zwischengitteratomen, so dass die endgültige Anzahl der nicht an Gitterplätzen befindlichen Atome sinkt. Wenn sich genügend viele Atome nicht mehr an Gitterplätzen befinden, verliert der Festkörper seine kristalline Struktur und wird im Bereich der Kollisionskaskade amorphisiert. Die einzelnen Kollisionkaskaden überlappen zeitlich für die hier verwendeten Flüsse² nicht, da die Zeitskala einer Kollisionskaskade im Bereich von Picosekunden liegt [154]. Damit können die einzelnen Kollisionskaskaden als unabhängig voneinander betrachtet werden [155]. Daher führt eine Verdoppelung des Flusses zu einer Verdoppelung der gesputterten Atome in der gleichen Zeit, so dass für gleiche Fluenzen³ die gleiche Anzahl von Atomen gesputtert wird. Wenn sich mehrere Komponenten im Festkörper befinden, wird eine Komponente aufgrund der unterschiedlichen Massen verstärkt gesputtert. Dies wird „präferentielles Sputtern“ genannt.

2.2 Simulation der Sputterausbeute mit TRIM

Die Bestimmung der Sputterausbeuten ist mittels TRIM [152] erfolgt. Dabei simuliert TRIM (**T**ransport of **I**ons in **M**atter) die Kollisionskaskaden als Abfolge von Kollisionen von jeweils zwei Teilchen.⁴ Zur Simulation der Kollisionskaskaden werden die Masse, die Energie und der Einfallswinkel des ankommenden Ions, sowie die Dichte, die Oberflächenbindungsenergie, die Gitterbindungsenergie und die Energie zur Verschiebung eines Atoms⁵ des Festkörpers benötigt. Dabei erfolgt eine Berechnung aller an der Kollisionskaskade beteiligten Atome, bis alle Atome zum Stillstand⁶ gekommen sind. Das heißt, es werden nicht nur die direkten Wechselwirkungen zwischen dem ankommenden Ion und den Atomen des Festkörpers berücksichtigt, sondern auch Ströcke zwischen den Atomen des Festkörpers. Aus der statistischen Mittelung über viele (meist 99 999) Kollisionskaskaden ergeben sich die Sputterausbeute, die mittlere Eindringtiefe der Ionen in den Festkörper sowie die longitudinale und transversale Breite der Energieverteilung. Weiterhin verwendet TRIM die Annahme, dass ein amorpher Festkörper vorliegt. Durch den Ionenbeschuss werden Zwischengitteratome und Vakanzen erzeugt, so dass die Halbleiterober-

¹ Diese Anzahl wird Sputterausbeute genannt.

² Anzahl der ankommenden Ionen pro Zeit und Fläche

³ Anzahl der ankommenden Ionen pro Fläche

⁴ „binary collision approximation“

⁵ „displacement energy“

⁶ Ab einer „cut off energy“ ist die weitere Bewegung der Atome vernachlässigbar.

fläche amorphisiert wird. Die benötigte Fluenz liegt bei ungefähr 1×10^{15} Ionen/cm² [156]. Bei den hier verwendeten Fluenzen von zumeist 10^{18} Ionen/cm² wird die Bildung der Oberflächenstrukturen durch den amorphen Halbleiter bestimmt. Eine Simulation mit TRIM gibt daher eine sinnvolle Eindringtiefe an, da durch die Ioneninduzierte Amorphisierung der Oberfläche kein „channeling“⁷ auftreten kann. Eine Erhöhung der Substrattemperatur während des Sputterns hätte eine Unterdrückung der Amorphisierung zur Folge. Dafür müssten für Germanium aber Temperaturen von mehr als 250 °C verwendet werden [98], was hier nicht der Fall ist. Es gibt vier wichtige Begrenzungen bei der Berechnung der Sputterausbeute mittels TRIM. Diese sind [152]:

- Es wird eine glatte Oberfläche angenommen. Durch den Ionenbeschuss wird die Oberfläche aber aufgeraut, was die Energie, die zum Sputtern der umliegenden Atome benötigt wird, reduziert.⁸
- Die Ionenbestrahlung kann den oberflächennahen Bereich schädigen. Diese Änderung von kristallin zu amorph führt zu einer niedrigeren Oberflächenbindungsenergie. Die Veränderung der Oberflächenbindungsenergie mit der Ionenfluenz wird in TRIM nicht berücksichtigt.
- Bei Verbundmaterialien wird eine Atomsorte stärker als die andere gesputtert. Demzufolge findet eine Anreicherung der weniger gesputterten Komponente an der Oberfläche statt. Dadurch wird die Wahrscheinlichkeit reduziert, dass die ursprünglich stärker gesputterte Komponente gesputtert wird. Diese Folge des „präferentiellen Sputterns“ ist in TRIM nicht enthalten.
- Die Oberflächenbindungsenergie bestimmt die Sputterausbeute. Dabei beschreibt die Oberflächenbindungsenergie die Energie, die ein Atom benötigt, um die Oberfläche der Probe zu verlassen. Bei dieser Energie handelt es sich nicht um die chemische Bindungsenergie von Oberflächenatomen. Stattdessen beinhaltet sie alle Effekte, wie zum Beispiel Schäden durch die Bestrahlung mit Ionen, Oberflächen-Relaxation, Oberflächenrauigkeit und anderes mehr. Typischerweise ist die Sublimationswärme der Festkörper eine gute Abschätzung dieser Energie. Für Proben, die nur aus einem Element bestehen, gibt TRIM diese Energie für jedes Element vor. Es hat sich aber gezeigt, dass es sich hierbei nur um eine grobe Abschätzung handelt.

2.3 Entwicklung der Oberflächenmorphologie durch Ionenbeschuss

In diesem Abschnitt wird auf die theoretische Beschreibung der Veränderung der Oberflächenmorphologie durch Ionenbeschuss eingegangen. Dafür wird zunächst das Aufräumen der Oberfläche durch Ionenbeschuss nach Sigmund vorgestellt. Darauf aufbauend ist von Bradley und Harper eine Kontinuums Gleichung, die Bradley-Harper-Gleichung, entwickelt worden,

⁷ Das Ion tritt entlang einer Kristallrichtung in den Festkörper ein und wird daher nicht gestreut. Dadurch ist die Eindringtiefe wesentlich höher.

⁸ Besonders beim Beschuss von Galliumantimonid mit Argonionen beziehungsweise Germanium mit Gallium- oder Germaniumionen bleibt die Oberfläche nicht glatt, sondern es bilden sich selbstorganisierte Nanostrukturen (Rippel, Punktstrukturen, Lochstrukturen und geneigte Punktstrukturen; siehe Kapitel 3 und Kapitel 4).

um die Entstehung von selbstorganisierten Nanostrukturen zu erklären. Diese ist im Laufe der Zeit weiter ergänzt worden, um die experimentellen Befunde besser beschreiben zu können. So ergibt sich durch die zusätzlichen nichtlinearen Terme der niedrigsten Ordnung die Kuramoto-Sivashinsky-Gleichung, welche wiederum mit einem Dämpfungsterm ergänzt worden ist (gedämpfte Kuramoto-Sivashinsky-Gleichung). Damit konnte die hexagonale Nahordnung der selbstorganisierten Nanostrukturen für senkrechten Ioneneinfall beschrieben werden. Neben der Morphologie ändert sich auch die Zusammensetzung der oberflächennahen Schicht durch Ionenbeschuss. So erfolgt ein präferentielles Sputtern einer Komponente sowie eine laterale Modulation der Stöchiometrie, wobei letztere von Shenoy *et al.* theoretisch betrachtet worden ist. Diese laterale Änderung der Zusammensetzung ist in die Kontinuumsgleichungen integriert worden, so dass die Bradley-Shipman-Gleichungen entstanden sind. Diese koppeln die Zusammensetzung mit der Oberflächenmorphologie. Da alle Kontinuumsgleichungen derzeit nicht die Entstehung von geeigneten Punktstrukturen erklären können, wird abschließend das Modell von Le Roy *et al.* zur Entstehung der geeigneten Punktstrukturen vorgestellt.

2.3.1 Aufräumen der Oberfläche durch Ionenbeschuss nach Sigmund

In diesem Abschnitt wird das Aufräumen der Oberfläche durch den Ionenbeschuss, wie es von Sigmund [157] beschrieben wird, behandelt. Dabei ist das Aufräumen in allen Kontinuumsgleichungen enthalten, um die Entstehung der selbstorganisierten Nanostrukturen beschreiben zu können.

Durch den Ionenstrahl wird im Festkörper Energie deponiert. Die durch ein einfallendes Ion deponierte Energie $E_D(\mathbf{r})$ hängt von den charakteristischen Größen des Ions, wie der Masse und der kinetischen Energie E , ab und kann mit einer Gaußverteilung angenähert werden [157]:

$$E_D(\mathbf{r}) = \frac{E}{(2\pi)^{3/2}\sigma\mu^2} \exp\left(-\frac{(z+a)^2}{2\sigma^2} - \frac{x^2+y^2}{2\mu^2}\right). \quad (2.3.1)$$

Bei a , σ und μ handelt es sich um statistisch gemittelte Größen. a ist die mittlere Eindringtiefe der Ionen in den Festkörper, σ sowie μ beschreiben die Breite der Verteilung parallel beziehungsweise senkrecht zur Richtung des Ionenstrahls. Zur Verdeutlichung sind diese Größen auch in Abb. 2.3.1 enthalten. Hierbei ist der Ortsvektor \mathbf{r} als $x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y + z\mathbf{e}_z$ definiert, wobei \mathbf{e}_z senkrecht zur Oberfläche liegt. Die Sputterraten Y in einem Punkt ist direkt proportional zur dort deponierten Energie [158]:

$$Y(z) \propto E_D(z), \quad (2.3.2)$$

welche sich als Integral aus den Energieverteilungen aller im Ionenstrahl befindlichen Ionen ergibt:

$$E_D(z) = \int \int dx dy E_D(\mathbf{r}). \quad (2.3.3)$$

Die Atome können den Festkörper nur bei $z = h(x, y)$ verlassen, wobei $h(x, y)$ die Oberfläche ist. Für eine perfekt planare Oberfläche ist die Sputterraten in allen Punkten der Oberfläche etwa gleich groß. Die Abweichung von exakt gleich groß resultiert aus der statistischen Natur des Sputterprozesses. Bei gekrümmten Oberflächen ist die Sputterraten ortsabhängig, was schematisch in Abb. 2.3.1 zu erkennen ist. Die Oberfläche wird durch einen Sinus dargestellt. Die schwarzen

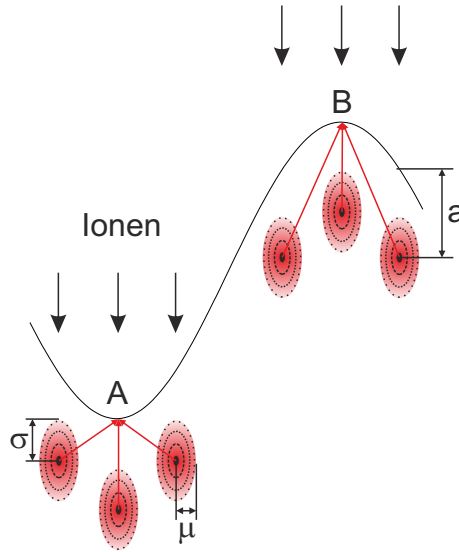


Abb. 2.3.1: Schematische Darstellung der Ortsabhängigkeit der Sputterraten. Dabei ist a die mittlere Eindringtiefe und σ sowie μ sind Breite der gaußförmigen Energieverteilung parallel beziehungsweise senkrecht zur Richtung des Ionenstrahls. Die in A deponierte Energie ist dabei größer als die in B deponierte, was zu einer größeren Sputterraten in A führt.

Pfeile sind die einfallenden Ionen. Dabei ist je ein Ion im Maximum beziehungsweise Minimum und eins links und rechts daneben eingezeichnet. Der laterale Abstand zum mittleren Ion ist jeweils identisch. In der mittleren Eindringtiefe a befindet sich das Maximum der deponierten Energie, was durch das Zentrum der Ellipsen sowie die rote Färbung gezeigt ist. Die Größen σ und μ geben die Breite der gaußförmigen Energieverteilung an. Aufgrund der Krümmung der Oberfläche ist die in A deponierte Energie größer. Die Ursache dafür ist der kürzere Abstand zu den beiden seitlichen Verteilungen. Das mittlere Ion liefert sowohl im Maximum als auch im Minimum den gleichen Beitrag. Aufgrund der höheren deponierten Energie im Minimum erfolgt eine Aufrauung der Oberfläche, da hier mehr Atome gesputtert werden. Die lokale Sputterraten ergibt sich aus der integral deponierten Energie zu [157]:

$$\nu(\mathbf{r}) = \int \int \Phi(\mathbf{r}) \Lambda E_D(\mathbf{r}) dx dy. \quad (2.3.4)$$

Hierbei ist $\Phi(\mathbf{r})$ der aufgrund der unterschiedlichen lokalen Einfallswinkel korrigierte Fluss und Λ ein Proportionalitätsfaktor zwischen deponierter Energie und Sputterraten. Letzterer enthält zum Beispiel die Oberflächenbindungsenergie.

2.3.2 Bradley-Harper-Gleichung

Basierend auf der lokal unterschiedlichen Sputterraten ist von Bradley und Harper [159] eine Kontinuumsleichung entwickelt worden, die die Entstehung von periodischen Wellenstrukturen⁹ auf einer Oberfläche beschreibt. Dazu ist ausgehend von Gleichung 2.3.4 die lokale Erosionsrate bestimmt worden. Hierbei wird die Annahme gemacht, dass der Krümmungsradius der Oberfläche deutlich größer als die mittlere Eindringtiefe der Ionen ist, so dass nur die erste Ordnung der

⁹ Die Wellenstrukturen werden im Folgenden Rippel genannt.

Krümmung betrachtet wird. Damit ergibt sich die folgende Kontinuums Gleichung, wobei zusätzlich die thermisch induzierte Diffusion berücksichtigt wird:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -v_0 + \gamma \frac{\partial h}{\partial x} + \nu_x \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \nu_y \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} - K \nabla^4 h. \quad (2.3.5)$$

Hierbei ist $h(x, y, t)$ die Oberfläche, wobei \mathbf{e}_z wieder senkrecht zur Oberfläche liegt. Der erste Term beschreibt die kontinuierliche Erosion einer planaren Oberfläche durch den Ionenbeschuss, was auch durch das Vorzeichen deutlich wird. Da es sich um die Erosionsgeschwindigkeit einer planaren Oberfläche handelt, gibt es keine Abhängigkeit von den Koordinaten. Der zweite Term $\gamma \frac{\partial h}{\partial x}$ beschreibt die Bewegung der Oberflächenstrukturen in x-Richtung. Diese Bewegung resultiert aus der Asymmetrie der deponierten Energie aufgrund des schrägen Ioneneinfalls. Dabei liegt der Ionenstrahl in der x-z-Ebene, so dass die Symmetrie nur bezüglich x gebrochen wird. Diese beiden Terme verändern nicht die Form der Oberfläche, sondern bewirken nur eine Verschiebung in das Substrat ($-v_0$) beziehungsweise in x-Richtung ($\gamma \frac{\partial h}{\partial x}$). Die beiden nächsten Terme $\nu_x \frac{\partial^2 h}{\partial x^2}$ beziehungsweise $\nu_y \frac{\partial^2 h}{\partial y^2}$ berücksichtigen die Aufrauung der Oberfläche durch die lokale Krümmung, wie sie von Sigmund beschrieben worden ist. Diese Aufrauung erfolgt, wenn ν_x und/oder ν_y kleiner Null ist, weswegen sie auch als negative Oberflächenspannung bezeichnet werden. In diese Vorfaktoren gehen auch die gaußförmige Verteilung der durch den Ionenstrahl deponierten Energie mit der Breite der Verteilung sowie der Fluss und der Einfallswinkel ein. Der letzte Term ($-K \nabla^4 h$) berücksichtigt die Diffusion entlang der Oberfläche und wirkt glättend. Die genauen Koeffizienten sind bei Bradley und Harper [159] zu finden.

Diese Gleichung lässt sich folgendermaßen verstehen [159]: Zu einer Zeit $t = 0$ kann jede Oberfläche als Superposition von periodischen Höhenmodulationen beschrieben werden, wobei sich jeder dieser periodischen Beiträge unabhängig voneinander entwickelt. Daher ist es ausreichend, die zeitliche Entwicklung einer periodischen Störung der Form

$$h(x, y, 0) = A \exp [i(k_x x + k_y y)] \quad (2.3.6)$$

zu betrachten. Somit lässt sich $h(x, y, t)$ als

$$h(x, y, t) = -v_0 t + A \exp [i(k_x x + k_y y - \omega t) + r t] \quad (2.3.7)$$

darstellen, wobei $\omega = -\gamma k_x$ gilt. Unter Berücksichtigung der Diffusion gilt

$$r = -[\nu_x k_x^2 + \nu_y k_y^2] - K(k_x^2 + k_y^2)^2. \quad (2.3.8)$$

Da sich r im Exponenten einer Exponentialfunktion befindet, fällt die Höhe für negative r exponentiell ab, während sie für positive r exponentiell ansteigt. Da die Diffusion (K) immer positiv ist, kann r nur für negatives ν_x und/oder negatives ν_y positiv werden und somit eine Instabilität bewirken. Dabei wächst die Periodizität am schnellsten, für die r den größten Wert annimmt. Damit ist die Richtung der sich ausprägenden Welle für $\nu_x < \nu_y$ durch $\mathbf{k} = k_x \mathbf{e}_x$ und für $\nu_x > \nu_y$ durch $\mathbf{k} = k_y \mathbf{e}_y$ gegeben, wobei \mathbf{e}_x die Richtung des einfallenden Ionenstrahls war. Die sich entwickelnde Wellenlänge λ berechnet sich dabei wie folgt:

$$\lambda = 2\pi \sqrt{\frac{2K}{|\min(\nu_x, \nu_y)|}}. \quad (2.3.9)$$

Einige Vorhersagen dieses Modells sind:

- Es tritt eine Rotation der Rippel mit steigendem Einfallswinkel der Ionen auf. Dabei gilt die Einschränkung, dass die Winkel kleiner einem kritischen Winkel sind, bei dem die Reflexion der Ionen an der Oberfläche wichtig wird. Die Rotation resultiert aus einem Wechsel des Minimums von ν_x und ν_y und wird experimentell bei einigen Materialien beobachtet [131, 160–162].
- Die Amplitude steigt exponentiell mit der Fluenz an. Experimentell ist eine Sättigung der Amplitude vorhanden [163].
- Für die Wellenlänge λ der Rippel gilt $\lambda \propto f^{-1/2}$, wobei f der Fluss ist. In den meisten Fällen ist keine Abhängigkeit vom Fluss vorhanden [122, 160].
- Weiterhin gilt $\lambda \propto T^{-1/2}$, wobei T die Temperatur ist. Dabei ist zum Beispiel bei Umbach *et al.* keine Temperaturabhängigkeit bis zu über 200 °C aufgetreten [101].
- Ebenso wird ein Absinken der Wellenlänge mit steigender Ionenenergie vorausgesagt. Dabei wird experimentell meist eine Zunahme der Wellenlänge mit der Ionenenergie beobachtet [101, 111, 164, 165].
- Es ist keine Abhängigkeit der Wellenlänge von der Fluenz vorhanden. Dies widerspricht experimentellen Resultaten, wo eine Zunahme der Wellenlänge mit der Fluenz auftritt [165–167].

2.3.3 Kuramoto-Sivashinsky-Gleichung

Da die Bradley-Harper-Gleichung 2.3.5 einige experimentelle Befunde wie die Sättigung der Amplitude mit der Fluenz nicht berücksichtigt, ist sie von Cuerno und Barabási um die niedrigste nichtlineare Ordnung ergänzt worden [168]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial t} = & -v_0 + \gamma \frac{\partial h}{\partial x} + \nu_x \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \nu_y \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} \\ & + \frac{\lambda_x}{2} \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2 + \frac{\lambda_y}{2} \left(\frac{\partial h}{\partial y} \right)^2 - K \nabla^4 h + \eta. \end{aligned} \quad (2.3.10)$$

Hierbei beschreiben die nichtlinearen Terme $\frac{\lambda_x}{2} \left(\frac{\partial h}{\partial x} \right)^2$ und $\frac{\lambda_y}{2} \left(\frac{\partial h}{\partial y} \right)^2$ die Abhängigkeit der Sputerausbeute vom absoluten Winkel.¹⁰ Die Vorfaktoren hängen wieder vom Fluss und den Parametern der Energieverteilung im Substrat ab und sind bei Cuerno *et al.* [168] zu finden. Weiterhin berücksichtigt η die stochastische Natur des Sputterprozesses. Daher wird dieser Term als „weißes Rauschen“ bezeichnet. Für senkrechten Ioneneinfall verschwindet der zweite Term ($\gamma \frac{\partial h}{\partial x}$), der die Bewegung der Strukturen in Richtung des Ionenstrahls beschreibt. Die ursprüngliche Kuramoto-Sivashinsky-Gleichung wurde zur Beschreibung der Ausbreitung chemischer Wellen [169] beziehungsweise zur Beschreibung der Ausbreitung von Flammenfronten [170] entwickelt. In ihr werden bereits die nichtlinearen Terme berücksichtigt, daher ist der Name der Gleichung erhalten geblieben.

Im Gegensatz zur Bradley-Harper-Gleichung 2.3.5 wird bei dieser Gleichung eine Sättigung der

¹⁰ „tilt dependent sputtering yield“

Amplitude mit steigender Fluenz beobachtet. Dabei sind die beiden nichtlinearen Terme für kleine Zeiten vernachlässigbar, so dass das gleiche Verhalten wie bei Bradley und Harper beobachtet wird. Damit ist zunächst ein exponentieller Anstieg der Amplitude vorhanden. Der Übergang vom linearen in den nichtlinearen Bereich findet dabei bei einer Übergangszeit¹¹ t_c statt. Diese ergibt sich aus einem Vergleich der Größe der linearen mit den nichtlinearen Termen und ist [171]:

$$t_c \propto \frac{K}{\nu_{x,y}^2} \ln \left(\frac{\nu_{x,y}}{\lambda_{x,y}} \right). \quad (2.3.11)$$

Bei der Kuramoto-Sivashinsky-Gleichung ist keine Stabilität der selbstorganisierten Strukturen für große Zeiten vorhanden, wie sie experimentell beobachtet wird. Stattdessen ergibt die Gleichung ein Aufrauen der Oberfläche, wobei keine Periodizität mehr vorhanden ist. Daher ist von Facsko *et al.* [172] ein zusätzlicher Dämpfungsterm eingeführt worden, so dass sich die gedämpfte Kuramoto-Sivashinsky-Gleichung für senkrechten Ioneneinfall wie folgt ergibt:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = -v_0 - \alpha h + \nu \nabla^2 h + \frac{\lambda}{2} (\nabla h)^2 - K \nabla^4 h + \eta. \quad (2.3.12)$$

Durch den zusätzlichen Dämpfungsterm $-\alpha h$ bleiben die Strukturen auch für große Zeiten stabil und das Aufrauen der Oberfläche wird unterdrückt. Die anderen Terme sind wie in Gleichung 2.3.10 definiert. Die ungerade Ableitung $(\gamma \frac{\partial h}{\partial x})$, die die Bewegung in Richtung des Ionenstrahls beschreibt, verschwindet, da der Ionenstrahl senkrecht auf die Oberfläche trifft. Weiterhin gilt für die Koeffizienten $\nu_x = \nu_y = \nu$ und $\lambda_x = \lambda_y = \lambda$, da die Anisotropie bezüglich des Ionenstrahls bei senkrechtem Ioneneinfall nicht vorhanden ist. Mit dieser Gleichung ist es möglich, sowohl die hexagonale Nahordnung als auch die Art der Defekte und die Stabilität der Strukturen für große Zeiten zu simulieren. Dabei stimmen die Simulationen mit experimentellen Beobachtungen überein. In Abhängigkeit der Größe des Dämpfungsterms werden dabei drei Bereiche für große Zeiten unterschieden [172]: Für α etwas größer als einen kritischen Wert α_c werden große hexagonal geordnete Bereiche beobachtet, zwischen denen sich Punkt- und Liniendefekte befinden. Für kleiner werdende α sinkt die Ordnung, bis sie für sehr kleine α nicht mehr vorhanden ist. Dies ist der Grenzfall der ungedämpften Kuramoto-Sivashinsky-Gleichung, bei der die Oberfläche für große Zeiten aufgeraut wird, ohne dass eine Periodizität der Oberfläche vorhanden ist. Dabei wurde von Facsko *et al.* vorgeschlagen, dass der Dämpfungsterm auf Redeposition zurückzuführen ist [172].

Von Carter und Vishnyakov ist ein weiterer Mechanismus eingeführt worden [88]. Dies ist erfolgt, da bei senkrechtem Ionenbeschuss glatte Oberflächen auftreten, welche nicht allein durch thermisch induzierte Diffusion erklärt werden können. Dabei handelt es sich um Oberflächenströme, die durch einen Impulsübertrag¹² durch die einfallenden Ionen verursacht werden. Der Impulsübertrag ist im Mittel parallel zur Richtung der einfallenden Ionen.¹³ Die Komponente parallel zur Oberfläche führt zu einem Oberflächenstrom. Der Oberflächenstrom hängt vom lokalen Einfallswinkel θ sowie vom Fluss ab. Wenn der Fluss in einer Ebene senkrecht zur Einfallrichtung der Ionen f ist, ist die Anzahl der pro Einheitsfläche auf der Oberfläche ankommenden Ionen $f \cdot \cos \theta$. Der auf die Oberfläche projizierte Oberflächenstrom pro ankommendem Ion variiert mit

¹¹ „crossover time“

¹² „momentum transfer“

¹³ Die Ionenrichtung beschreibt die ursprüngliche Richtung der Ionen vor Erreichen des Festkörpers.

$\sin \theta$, so dass der Oberflächenstrom in x-Richtung¹⁴ (J_x) proportional zu $f \cdot \cos \theta \sin \theta$ ist [173]. Wenn die Oberflächenströme in die Koeffizienten der Bradley-Harper-Gleichung (Gleichung 2.3.5) beziehungsweise der Kuramoto-Sivashinsky-Gleichung (Gleichung 2.3.10) integriert werden, werden $\nu_{x,y}$ durch

$$\nu_{x,y}^{eff} = \nu_{x,y} - \nu'_{x,y} \quad (2.3.13)$$

ersetzt [173]. Die Koeffizienten $\nu'_{x,y}$ lassen sich wie folgt berechnen [173]:

$$\nu'_x(\theta) \propto \frac{1 - (\tan \theta)^2}{(1 + (\tan \theta)^2)^2} \quad (2.3.14)$$

$$\nu'_y(\theta) \propto \frac{1}{1 + (\tan \theta)^2}, \quad (2.3.15)$$

und sind in Abb. 2.3.2 dargestellt. Dabei beschreibt θ den Winkel zwischen der lokalen Oberflächennormalen und der z-Achse (globale Oberflächennormale). Unter Berücksichtigung des Impulsübertrags können glatte Oberflächen für senkrechten Ioneneinfall erklärt werden: Für alle θ ist ν'_y positiv, wodurch die Oberfläche senkrecht zur Einfallsebene des Ionenstrahls immer geglättet wird. Die glättende Wirkung des Terms $\left(\nu'_y \frac{\partial^2 h}{\partial x^2}\right)$ resultiert aus dem „–“ in Gleichung 2.3.13. Im Gegensatz zu ν'_y ändert ν'_x sein Vorzeichen in Abhängigkeit von θ . Wenn $\theta < 45^\circ$ ist, ist ν'_x positiv und die Oberfläche wird geglättet. Anschaulich handelt es sich um einen Oberflächenstrom, der für kleine Ioneneinfallswinkel im Mittel einen Massentransport in Richtung der Täler bewirkt. Für Winkel, die diesen kritischen Winkel von 45° überschreiten, ändert er sein Vorzeichen und bewirkt eine zusätzliche Instabilität. Der Impulsübertrag kann der dominierende glättende Mechanismus, das heißt wichtiger als die thermisch induzierte Diffusion, sein.

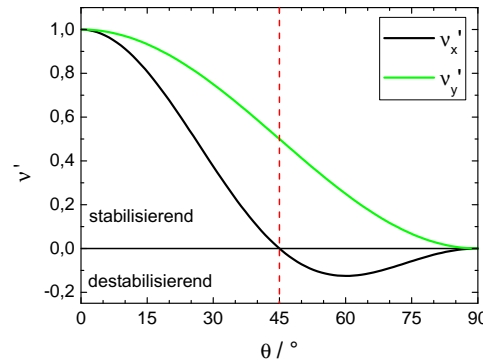


Abb. 2.3.2: Darstellung der Winkelabhängigkeit der Koeffizienten $\nu'_{x,y}$. Für Werte größer Null wirken sie stabilisierend auf die Oberfläche. Wenn sie kleiner Null sind, bewirken sie eine zusätzliche Instabilität. Damit wirkt ν'_y immer glättend, während ν'_x nur für Winkel kleiner 45° glättend wirkt. Der Winkel θ ist zwischen der lokalen und der globalen Oberflächennormalen.

¹⁴ Die Richtung des einfallenden Ionenstrahls liegt in der x-z-Ebene.

2.3.4 Einfluss der Ionenbestrahlung auf die Zusammensetzung der Oberfläche nach Shenoy

Neben der Morphologie ändert sich auch die Zusammensetzung der oberflächennahen Schicht durch den Ionenbeschuss. So erfolgt bei Festkörpern aus mehreren Komponenten¹⁵ ein präferentielles Sputtern einer der beiden Komponenten. Zudem erfolgt eine laterale Modulation der Stöchiometrie, die von Shenoy *et al.* [174] untersucht worden ist. In diesem Abschnitt wird zunächst auf das präferentielle Sputtern eingegangen und anschließend die laterale Modulation der Stöchiometrie vorgestellt.

Beim präferentiellen Sputtern besitzen die unterschiedlichen im Festkörper befindlichen Komponenten A und B verschiedene Sputterausbeuten Y_A und Y_B . Dadurch ändert sich bei einer Ionenbestrahlung die Zusammensetzung der oberflächennahen Schicht. Der Fluss der gesputterten Komponenten F_A beziehungsweise F_B ergibt sich dabei zu

$$F_A = F Y_A c_s \quad (2.3.16)$$

$$F_B = F Y_B (1 - c_s). \quad (2.3.17)$$

Dabei ist F der Fluss des Ionenstrahls und c_s die Zusammensetzung im Sputtergleichgewicht. Im Sputtergleichgewicht müssen beide Komponenten entsprechend ihrer ursprünglichen Zusammensetzung im Festkörper c_b ¹⁶ abgetragen werden, also gilt

$$\frac{F_A}{F_B} = \frac{c_b}{1 - c_b}. \quad (2.3.18)$$

Daher ist die Zusammensetzung der oberflächennahen Schicht im Sputtergleichgewicht durch die Beziehung

$$c_s = \frac{Y_B c_b}{Y_A(1 - c_b) + Y_B c_b} \quad (2.3.19)$$

gegeben. Daraus folgt, dass die Komponente A (B) angereichert wird, wenn die Sputterausbeute von A kleiner (größer) als die der Komponente B ist. Die Dicke der oberflächennahen Schicht Δ , deren Zusammensetzung durch die Ionenbestrahlung verändert wird, ist in der Größenordnung von einigen Atomlagen. Hierbei ist noch keine laterale Modulation der Stöchiometrie enthalten.

Ausgehend von der zeitlichen Entwicklung der Höhe sowie der lokalen lateralen Störung der Gleichgewichtszusammensetzung lässt sich die durch Ionenbeschuss entstehende Oberflächenmorphologie damit durch zwei gekoppelte Differentialgleichungen¹⁷ beschreiben. Das heißt, die Höhe hängt von der lokalen Zusammensetzung und diese von der Höhe ab. Die Kopplung sollte bei einer Zusammensetzung des ursprünglichen Festkörpers von 50 % A-Atome und 50 % B-Atome am größten sein. Weiterhin hängt die Veränderung der Höhe vom Unterschied der Sputterausbeuten sowie von der unterschiedlichen Diffusivität der beiden Atomsorten (D_A beziehungsweise D_B) ab. Jede lokale Abweichung von der Zusammensetzung des Sputtergleichgewichts wird durch eine erhöhte Sputterausbeute der zu viel angereicherten Komponente kompensiert.

¹⁵ „alloys“

¹⁶ Der Index „b“ steht für „bulk“.

¹⁷ (6a) und (6b) in [174]

Für das Verhältnis von Kompositions- (ζ_0) zu Höhenvariation (H_0) gilt [174]:

$$\frac{\zeta_0}{H_0} \propto \left(\frac{Y_A}{Y_B} \frac{D_B}{D_A} - 1 \right) \quad (2.3.20)$$

Die Variationen können demnach in Phase (Anreicherung von A im Peak) sein, oder eine Phasenverschiebung (Täler mit A angereichert) kann vorliegen. Dies wird durch das Vorzeichen von $D_B Y_A - D_A Y_B$ bestimmt, wobei sich das anschaulich folgendermaßen verstehen lässt: Die Anzahl der Atome einer Atomsorte, die die Peaks in Richtung der Täler verlassen, ist proportional zu ihrer Diffusivität sowie ihrer Oberflächenkonzentration. Da c_A direkt proportional zu Y_B ist (siehe Gleichung 2.3.19), wird in den Tälern (Peaks) A angereichert, wenn $D_A Y_B < D_B Y_A$ ($D_A Y_B > D_B Y_A$) ist.

Die beobachtete Wellenlänge der auftretenden Rippel entspricht dabei etwa der der Komponente A (B), wenn $Y_B \gg Y_A$ ($Y_B \ll Y_A$) gilt. Dies lässt sich aufgrund der Anreicherung von nur einer Komponente verstehen. Die genaue lokale Zusammensetzung kann über das Verhältnis von D_A zu D_B variiert werden, so tritt für ein größeres Verhältnis eine stärkere Veränderung der lokalen Zusammensetzung¹⁸ auf. Für ein Materialsystem ist dieses Verhältnis konstant, aber die lokale Zusammensetzung kann über den Fluss des Ionenstrahls variiert werden [174]. Damit kann durch Ionenbeschuss die Morphologie und die laterale Zusammensetzung der Oberfläche moduliert werden.

2.3.5 Bradley-Shipman-Gleichungen

Die Idee von Shenoy *et al.* [174], dass die Gleichgewichtszusammensetzung der oberflächennahen Schicht durch das Sputtern lateral gestört wird, ist von Bradley und Shipman [175–177] mit den Kontinuumsleichungen verbunden worden. Dabei werden im Gegensatz zu Shenoy *et al.* die niedrigsten nichtlinearen Terme berücksichtigt, da ansonsten keine hexagonal geordneten Strukturen für senkrechten Ioneneinfall auftreten.

Es wird von einem Festkörper ausgegangen, der aus den beiden Komponenten A und B besteht. Diese weisen eine unterschiedliche Sputterausbeute auf. Ohne Einschränkung der Allgemeinheit wird davon ausgegangen, dass B eine höhere Sputterausbeute besitzt. Damit ergibt sich das in Abb. 2.3.3a gezeigte Bild: Im Substrat weisen beide Komponenten eine gewisse Konzentration auf, was durch den Grauton gezeigt wird. Die Ionen treffen auf die Oberfläche und ändern dabei aufgrund des präferentiellen Sputterns die Zusammensetzung. Es werden an der Oberfläche präferentiell B-Atome (weiß) gesputtert, so dass eine Anreicherung der A-Atome (schwarz) stattfindet. Daher ist der oberflächennahe Bereich dunkler als das Substrat gezeichnet. Weiterhin wird die Oberfläche durch den Ionenbeschuss mit einer konstanten Geschwindigkeit v_0 abgetragen. Für das Modell von Bradley und Shipman werden die in Abb. 2.3.3b dargestellten Annahmen gemacht. Die Konzentration der A-Atome c_A im Substrat entspricht der Konzentration im ursprünglich vorhandenen Festkörper c_b ¹⁹. Die Konzentration der A-Atome an der Oberfläche entspricht c_s ²⁰ und ist aufgrund der unterschiedlichen Sputterausbeuten von A und B höher als im Festkörper. Daher ist der oberflächennahe Bereich dunkler dargestellt. Weiterhin wird angenommen, dass die Veränderung der Zusammensetzung in der oberflächennahen Schicht der Dicke Δ konstant ist, und direkt darunter die Konzentration der im Festkörper entspricht.

¹⁸ „degree of composition“

¹⁹ Der Index „b“ steht für „bulk“.

²⁰ Der Index „s“ steht für „surface“.

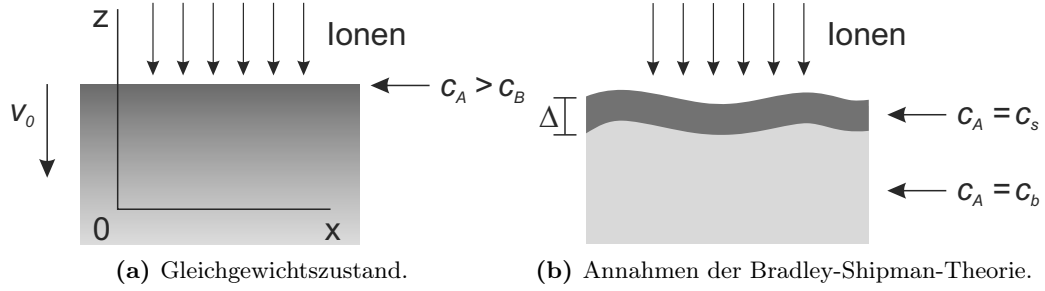


Abb. 2.3.3: Veränderung der Zusammensetzung der oberflächennahen Schicht durch den Ionenbeschuss eines aus zwei Komponenten bestehenden Festkörpers. Die Sputterausbeute der B-Atome (weiß) ist höher als die der A-Atome (schwarz), so dass die A-Atome aufgrund des präferentiellen Sputterns durch den Ionenbeschuss an der Oberfläche angereichert werden (a). Dabei wird die Oberfläche mit einer konstanten Geschwindigkeit v_0 abgetragen. Für die Änderung der Zusammensetzung werden die in (b) gezeigten Annahmen gemacht: Die Änderung erfolgt nur in einer Schicht der konstanten Dicke Δ . In dieser entspricht die Konzentration der A-Atome c_A der der Oberfläche c_s , während im Substrat die Konzentration der A-Atome der des Substrats c_b entspricht. Nach [176].

Die Höhe h und die Konzentration in der oberflächennahen Schicht c_s berechnen sich wie folgt:

$$h = h_0 - v_0 t + u \quad (2.3.21)$$

$$c_s = c_{s,0} + \phi. \quad (2.3.22)$$

Dabei ist h_0 die Höhe einer planaren ungestörten Oberfläche. Diese wird durch den Ionenstrahl abgetragen, wobei die Erosionsgeschwindigkeit v_0 ist. Der letzte Term u ist die Abweichung von der planaren Oberfläche und wird als klein angenommen. In diesem Term ist die Entwicklung der Oberflächenstrukturen enthalten. Die Konzentration in der oberflächennahen Schicht ergibt sich aus der Konzentration im Sputtergleichgewicht $c_{s,0}$ und einer kleinen Störung ϕ dieser. Es handelt sich bei der Störung ϕ um eine laterale Modulation der Stöchiometrie, während $c_{s,0}$ durch das präferentielle Sputtern gegeben ist. Damit werden die Kontinuumsgleichungen für u und ϕ angegeben, da in diesen die Entwicklung der Oberflächenmorphologie enthalten ist.

Es treten Oberflächenströme²¹ auf, die die Dynamik der Musterbildung beeinflussen. Der Oberflächenstrom einer Atomsorte besteht aus drei Termen. Der erste ist proportional zum Konzentrationsgradienten (∇c_i) und der zweite zur Ableitung der Oberflächenkrümmung ($\nabla \nabla^2 h$). Diese Terme sind auch bei Shenoy *et al.* vorhanden [174]. Zusätzlich wird noch ein dritter Term eingeführt, der proportional zu ∇h ist. Dieser beschreibt den Impulsübertrag²² durch die einfallenden Ionen auf die beiden Komponenten A und B und führt bei kleinen Ioneneinfallswinkeln zu einer Glättung der Oberfläche²³, da im Mittel ein in Richtung der Täler auftretender Massentransport auftritt [88, 173]. Für große Ioneneinfallswinkel ist dieser Term destabilisierend und raut die Oberfläche auf [88]. Die Vorfaktoren des Impulsübertrags μ_A beziehungsweise μ_B berücksichtigen die Stärke dieses Effektes und sind für A und B unterschiedlich.

Die glättende Wirkung dieses Terms für senkrechten Ioneneinfall ist schematisch in Abb. 2.3.4

²¹ „surface currents“

²² wie von Carter und Vishnyakov beschrieben [88]

²³ siehe Seite 15, dort zum Beispiel Abb. 2.3.2

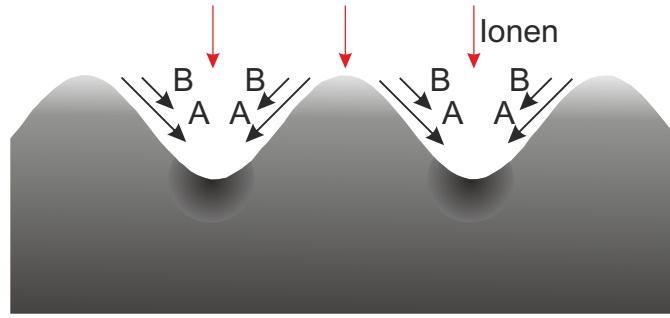


Abb. 2.3.4: Schematische Darstellung der Glättung der Oberfläche durch den Impulsübertrag. Durch die einfallenden Ionen (rote Pfeile) entsteht ein Fluss der beiden Atomsorten in Richtung der Täler. Da dieser für A (schwarz) größer ist, findet eine Anreicherung von A in den Tälern und eine Verarmung in den Peaks statt. Die Peaks werden aufgrund der größeren Sputterausbeute von B bevorzugt abgetragen. Nach [176].

dargestellt. Der Impulsübertrag durch die einfallenden Ionen verursacht einen Massentransport der beiden Atomsorten A (schwarz) und B (weiß). Hierbei ist der Fluss der Atomsorte A größer, was durch die längeren Pfeile dargestellt ist. Der größere Fluss erhöht die Konzentration von A in den Tälern, was an den dunkleren Bereichen zu erkennen ist. Gleichzeitig sorgt der höhere Fluss für eine Verarmung von A in den Peaks, so dass dort eine Anreicherung von B vorhanden ist. Da die Sputterausbeute von B größer als die von A ist, werden jetzt aufgrund der lateral unterschiedlichen Stöchiometrie bevorzugt die Erhebungen abgetragen, so dass die Oberfläche geglättet wird. Der erhöhte Fluss von A-Atomen tritt auf, wenn μ_A/μ_B ausreichend groß ist. Dies ist für die Entstehung der hexagonalen Nahordnung notwendig. Eine weitere Aussage der Bradley-Shipman-Theorie ist, dass das Auftreten einer hexagonalen Ordnung temperaturabhängig ist. Für hohe Temperaturen ist die Diffusion dominant, die zu einem Glätten der Oberfläche führt.

Für die Abweichung der Höhe von der planaren Oberfläche u (vergleiche Gleichung 2.3.21) und die laterale Abweichung der Konzentration vom Sputtergleichgewicht ϕ (vergleiche Gleichung 2.3.22) ergeben sich damit folgende Kontinuumsgleichungen:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \phi - \nabla^2 u - \nabla^2 \nabla^2 u + \lambda (\nabla u)^2 \quad (2.3.23)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = -a\phi + b\nabla^2 u + c\nabla^2 \phi + \nu\phi^2 + \eta\phi^3, \quad (2.3.24)$$

deren Koeffizienten bei Bradley und Shipman zu finden sind [175, 176]. Hierbei wird im Gegensatz zu Shenoy *et al.* [174] angenommen, dass die Diffusivität der beiden Komponenten D_A und D_B identisch ist. Ohne diese Annahme wäre in Gleichung 2.3.23 noch ein weiterer Term proportional zu $\nabla^2 \phi$ vorhanden [175]. Zudem ist der Term proportional zu $\nabla^2 \nabla^2 u$ in Gleichung 2.3.24 mit der Begründung, er würde für die Theorie nicht benötigt werden und hätte kaum einen Effekt auf die Musterbildung, vernachlässigt worden [175]. Die beiden Differentialgleichungen koppeln die Topographie der Oberfläche mit der lokalen Zusammensetzung, wobei aufgrund der Annahmen nur die jeweils niedrigste Ordnung der Kopplung berücksichtigt wird. Beide in dieser Theorie vernachlässigten Terme sind bei Shenoy *et al.* enthalten. Ohne den ersten Term in Gleichung 2.3.23, der die laterale Abweichung von der Gleichgewichtskonzentration

beschreibt, würde es sich um die Kuramoto-Sivashinsky-Gleichung für senkrechten Ioneneinfall handeln (vergleiche Gleichung 2.3.12). Da es sich bei u nur um die Abweichung von der planaren Oberfläche handelt, ist der Term, der die kontinuierliche Erosion einer planaren Oberfläche in der Kuramoto-Sivashinsky-Gleichung beschreibt ($-v_0$), hier nicht enthalten, wird aber bei der allgemeinen Höhe h berücksichtigt. Ein Vergleich mit der gedämpften Kuramoto-Sivashinsky-Gleichung (vergleiche Gleichung 2.3.12) für senkrechten Ioneneinfall zeigt, dass statt des Dämpfungsterms $-\alpha h$ die Kopplung mit der lateralen Zusammensetzung der Oberfläche enthalten ist. Wenn der Impulsübertrag vernachlässigbar ist (also $\mu_A = \mu_B = 0$ gilt), sind keine hexagonal geordneten Strukturen vorhanden [175]. Die Ursache dafür ist, dass $b = 0$ gilt und damit keine Kopplung der Konzentration an die Oberflächenmorphologie erfolgt. Somit ändert sich die Höhe entsprechend der ungedämpften Kuramoto-Sivashinsky-Gleichung. Der Impulsübertrag ist in der Bradley-Shipman-Theorie demnach für eine Dämpfung notwendig, da er eine laterale Modulation der Stöchiometrie bewirkt. Obwohl bei Shenoy *et al.* kein Impulsübertrag berücksichtigt wurde (und somit dieser Term nicht enthalten ist), existiert eine Kopplung zwischen beiden Differentialgleichungen,²⁴ da in der zeitlichen Ableitung der lateralen Abweichung der Konzentration vom Sputtergleichgewicht ein Term proportional zu $\nabla^4 H$ enthalten ist, der in der Bradley-Shipman-Theorie vernachlässigt worden ist.

2.3.6 Modell zur Entstehung geneigter Punktstrukturen nach Le Roy

Die Entstehung von geneigten Punktstrukturen auf Galliumantimonid wird durch ein Modell von Le Roy *et al.* beschrieben [124, 125], welches in diesem Abschnitt vorgestellt wird. Dieses Modell beruht auf der Segregation von Gallium und der Abschattung der darunter befindlichen Oberflächenbereiche, wofür einige Annahmen gemacht werden müssen. Diese sind:

- Ein präferentielles Sputtern von Antimon.
- Eine Phasenseparation des Galliums.
- Eine Diffusion innerhalb der amorphen Schicht, welche durch den Ionenbeschuss hervorgerufen wird.

Unter Verwendung dieser Annahmen kann die Veränderung einer Galliumantimonid-Oberfläche unter Ionenbeschuss simuliert werden.²⁵ Dies ist in Abb. 2.3.5 dargestellt. Zunächst ist eine ungestörte Galliumantimonid-Oberfläche vorhanden. Unter Ionenbeschuss reichert sich Gallium an

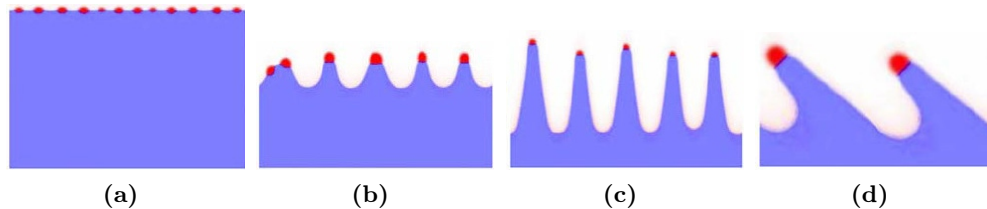


Abb. 2.3.5: Simulation der Entwicklung der Galliumantimonid-Oberfläche bei Ionenbeschuss unter senkrechtem Ioneneinfall ((a)-(c)) und unter einem Einfallswinkel von 45° (d). Dabei ist das Gallium rot und das Galliumantimonid blau dargestellt. Aus [124].

²⁴ siehe Fußnote 17 auf Seite 16

²⁵ siehe Gleichung (4) in [124]

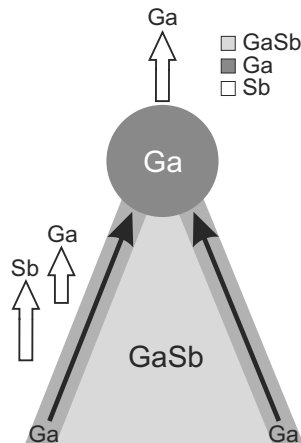


Abb. 2.3.6: Schematische Darstellung der Anreicherung von Gallium. Die weißen Pfeile stellen die Abtragung durch den Ionenbeschuss, die schwarzen die Diffusion dar. Nach [125].

der Oberfläche an, da Antimon eine höhere Sputterausbeute besitzt. Dabei bleibt die Oberfläche flach. Oberhalb einer kritischen Konzentration formen sich Gallium-Tropfen²⁶, die in Abb. 2.3.5a rot dargestellt sind. Dabei ist die Mobilität des Galliums der entscheidende Faktor, da sie die Distanz und die Größe der Gallium-Tropfen und somit der späteren Strukturen bestimmt. Diese Tropfen schatten den darunterliegenden Bereich ab, da Gallium die geringere Sputterausbeute hat. Somit wird der Bereich zwischen diesen Tropfen verstärkt abgetragen, so dass sich die Amplitude der Strukturen erhöht (Abb. 2.3.5b). Diese Erhöhung der Amplitude verhindert, dass sich die Gallium-Tropfen verbinden, weswegen diese eine homogene Größenverteilung besitzen. Mit fortschreitendem Ionenbeschuss erhöht sich die Amplitude weiter (Abb. 2.3.5c). Diese Abschattung findet nicht nur bei senkrechtem Ionenbeschuss, sondern auch bei Ionenbeschuss unter einem beliebigen Winkel statt. So führt zum Beispiel ein Ioneneinfallswinkel von 45° zu den in Abb. 2.3.5d gezeigten Strukturen. Diese sind in Richtung des Ionenstrahls geneigt.

Die ursprünglich vorhandene Gallium-Kappe, die auf der Spitze der Punktstrukturen vorhanden ist, hat zwar eine geringere Sputterausbeute als das Galliumantimonid, wird aber auch durch den Ionenbeschuss abgetragen. Daher ist es notwendig, dass ständig eine Anreicherung von Gallium an der Spitze der Strukturen stattfindet. Dies ist in Abb. 2.3.6 schematisch dargestellt. Dabei stellen die weißen Pfeile die Abtragung durch den Ionenbeschuss dar, wobei die Pfeillänge direkt proportional zur Abtragungsgeschwindigkeit ist. Die schwarzen Pfeile zeigen die Oberflächendiffusion innerhalb der amorphen Schicht. Somit wird die Gallium-Kappe an der Spitze der Punktstruktur durch das diffundierende Gallium ständig erneuert.

Mit steigender Höhe der Strukturen verlangsamt sich deren Wachstum, da die Distanz zur Spitze und damit die zu diffundierende Strecke größer wird. Da nicht mehr so viel Gallium im Tropfen ankommt wie abgetragen wird, reduziert sich die Dicke dieses Tropfens und der Unterschied zwischen den Sputterausbeuten von Spitze und Tal wird geringer. Es findet demnach keine komplette Abschattung der Strukturen durch den Gallium-Tropfen mehr statt.

Im Gegensatz zu den anderen Modellen wird bei diesem keine hexagonale Nahordnung der Punktstrukturen vorhergesagt.

²⁶ Entsprechend des Phasendiagramms von Gallium und Antimon gibt es keine weiteren Zusammensetzungen dieser beiden Elemente, die stabil sind [178].

2.4 Auswertung der REM-Aufnahmen bezüglich der Ordnung und der charakteristischen Länge

Die Auswertung der Rasterelektronenmikroskopie-Aufnahmen (REM-Aufnahmen) bezüglich der charakteristischen Länge, der dazugehörigen Fehler sowie der Ordnung erfolgt mit Hilfe der Paarkorrelationsfunktion. Dabei wird wie von Böttger *et al.* [120] beschrieben vorgegangen.

Um den Einfluss der Form der einzelnen Punktstrukturen zu eliminieren, wird zunächst eine Bildbearbeitung vorgenommen, so dass jeweils das Zentrum der entsprechenden Struktur verwendet wird. Dazu erfolgt zunächst eine Korrektur bezüglich des Untergrunds. Dadurch werden Kontrastunterschiede innerhalb der einzelnen Bilder ausgeglichen. Anschließend wird der Kontrast der REM-Aufnahme erhöht. Als nächstes wird das Graustufenbild in ein Schwarz-Weiß-Bild umgewandelt, wozu ein Schwellwert verwendet wird. In der erhaltenen Aufnahme werden kleine Objekte und Objekte am Bildrand entfernt. Die Verbindung der einzelnen Pixel wird dann untersucht, um die Position und die Anzahl der Strukturen zu zählen. Das Zentrum dieser Strukturen wird bestimmt, indem der Schwerpunkt der Strukturen berechnet wird. Diese Punkte werden bei der anschließenden Analyse weiterverwendet. Wenn es sich bei den Strukturen um Löcher wie auf Germanium (siehe Kapitel 4) anstatt um Punktstrukturen wie auf Galliumantimonid (siehe Kapitel 3) handelt, wird das Bild vor Beginn der Analyse invertiert. Das jetzt erhaltene Bild wird mittels der Paarkorrelationsfunktion weiter ausgewertet. Dabei wird die Anzahldicke der Strukturen ρ durch die Anzahl der identifizierten Objekte im Bild N und die Fläche A bestimmt, wobei $\rho = N/A$ gilt. Die Paarkorrelationsfunktion $g(r)$ verknüpft die Anzahldicke der Strukturen mit dem radialen Abstand vom Koordinatenursprung, wobei folgende Beziehung gilt:

$$\rho(r) = \rho g(r). \quad (2.4.1)$$

Dabei beschreibt $g(r)$ die Wahrscheinlichkeitsdichte, in einem Bereich zwischen r und $r + dr$ eine Struktur zu finden, wobei r wieder der radiale Abstand vom Koordinatenursprung ist. Wenn die Fläche jetzt in Kreise der Dicke dr zerlegt wird, ergibt sich die Anzahl der Punkte $dn(r)$ im Intervall zwischen r und $r + dr$ durch die Paarkorrelationsfunktion:

$$dn(r) = \rho g(r) 2\pi r dr. \quad (2.4.2)$$

Die Fläche des Kreistrings wird folgendermaßen angenähert: $A = \pi r^2 - \pi(r + dr)^2 \approx 2\pi r dr$. Damit werden alle Strukturen, die ihr Zentrum im Abstand zwischen r und $r + dr$ haben, gezählt. Dies ist schematisch in Abb. 2.4.1 dargestellt. Der rote Kreis in der Mitte beschreibt den Koordinatenursprung, wobei durch die zwei gestrichelten Kreise der Bereich zwischen r und $r + dr$ begrenzt wird. Der Schwerpunkt der orangefarbenen Strukturen liegt außerhalb dieses Bereichs, während der Schwerpunkt der grauen Strukturen innerhalb liegt und diese somit gezählt werden. In diesem Schema sind demnach vier Strukturen in diesem Bereich, während bei einer perfekten hexagonalen Ordnung sechs Strukturen vorhanden sein müssten.

Die mittlere Anzahl von Punkten P im Bereich von r_i bis r_a von einem beliebigen Punkt ausgehend ergibt sich damit zu:

$$P(r_i, r_a) = 2\pi\rho \int_{r_i}^{r_a} g(r) r dr. \quad (2.4.3)$$

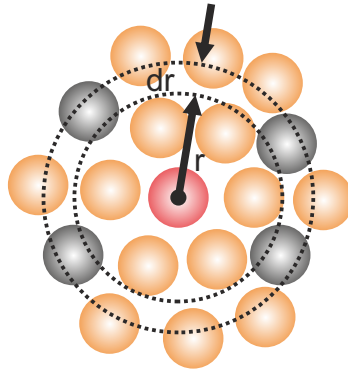


Abb. 2.4.1: Schema der Berechnung der Paarkorrelationsfunktion. Nach [120].

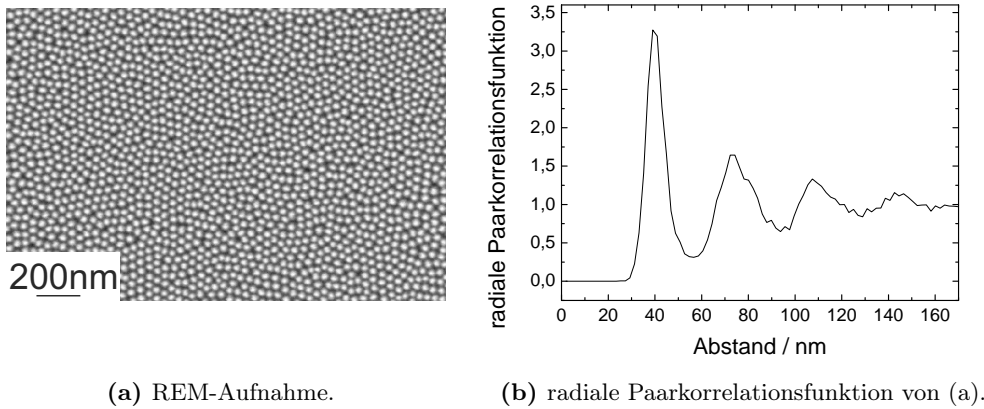


Abb. 2.4.2: Auswertung einer REM-Aufnahme bezüglich der Ordnung und der charakteristischen Länge.

Weiterhin beschreibt $P(r_i^{\text{hex}} \pm \epsilon)$ ebenfalls eine charakteristische Größe. So ist $P(r_1^{\text{hex}}) = 6$ bei einer perfekten hexagonalen Ordnung. Der Index „1“ sagt dabei aus, dass es sich um die nächsten Nachbarn handelt.²⁷

Zur Bestimmung der charakteristischen Länge der Strukturen wird die radiale Paarkorrelationsfunktion für die entsprechende REM-Aufnahme bestimmt (Abb. 2.4.2). So ist in Abb. 2.4.2a die REM-Aufnahme und in Abb. 2.4.2b die dazugehörige radiale Paarkorrelationsfunktion in Abhängigkeit des jeweiligen Abstands dargestellt. Zunächst sind vier Peaks zu erkennen. Die Höhe dieser Peaks wird dabei mit steigendem Abstand kleiner. Ebenso steigt die Peakbreite an. Daran lässt sich eine kleiner werdende Ordnung mit größerer Entfernung vom Koordinatenursprung ablesen, das heißt eine geringere Fernordnung. Der erste Peak wird jetzt mit einer Gaußverteilung gefittet:

$$y = y_0 + A \exp\left(-\frac{(x - x_c)^2}{2\omega^2}\right). \quad (2.4.4)$$

²⁷ „2“ sind die übernächsten, ...

Der Mittelwert der Gaußverteilung x_c entspricht der charakteristischen Länge. Als Fehler dieser Länge wird die Standardabweichung ω verwendet. Zur Bestimmung der einzelnen charakteristischen Längen werden jeweils zwischen 10 und 20 REM-Aufnahmen ausgewertet, um eine bessere Statistik zu erreichen. Als charakteristische Länge wird das arithmetische Mittel der einzelnen Auswertungen genutzt. Zur Bestimmung der Ordnung wird Gleichung 2.4.3 verwendet, wobei als mittlerer Abstand die charakteristische Länge verwendet wird. Die Integration erfolgt über einen Bereich von $\pm 4,88 \text{ nm}$ um die charakteristische Länge. Dieser Wert resultiert aus der Pixelgröße der REM-Aufnahme und kann durch eine unterschiedliche Anzahl von Pixeln, die aus den verschiedenen Vergrößerungen resultiert, umgesetzt werden. So werden bei einer Bildbreite von $5 \mu\text{m}$ drei Pixel verwendet, während es bei einer Bildbreite von $0,5 \mu\text{m}$ 21 Pixel sind. Die unterschiedlichen Vergrößerungen sind notwendig, um bei unterschiedlichen Strukturgrößen immer ausreichend viele Strukturen in der REM-Aufnahme abzubilden. Damit ist der Peak der charakteristischen Länge deutlicher zu erkennen. Zudem können die am Bildrand befindlichen Strukturen keine sechs nächsten Nachbarn haben, so dass die Ordnung scheinbar sinkt, wenn sich weniger Strukturen im Bild befinden.

2.5 Auswertung der TEM-Aufnahmen bezüglich der Höhe und des Anstiegswinkels

Die Transmissionselektronenmikroskopie-Aufnahmen (TEM-Aufnahmen) werden genutzt, um die Höhe der Strukturen sowie den Anstiegswinkel zu bestimmen. Die Vorgehensweise wird in diesem Abschnitt beschrieben.

Zur Bestimmung der Höhe wird folgendermaßen vorgegangen: Als erstes wird in einem TEM-Bild mit niedriger Vergrößerung²⁸ der Winkel des Substrats relativ zur Horizontalen bestimmt (Abb. 2.5.1). Dabei beträgt der hier eingezeichnete Winkel -8° . Anschließend wird bei einer höheren Vergrößerung die Höhe entsprechend Abb. 2.5.2 bestimmt. Dabei zeigt die untere weiße Linie die Substratoberfläche mit dem bei niedrigerer Vergrößerung bestimmten Winkel und die rote Linie die Höhe, welche senkrecht dazu eingezeichnet ist. Die Höhe wird von 20 bis 50 Strukturen bestimmt, wobei die erhaltenen Höhen arithmetisch gemittelt werden und als Fehler die Standardabweichung s_x

$$s_x = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}{(n-1)}} \quad (2.5.1)$$

angenommen wird. Hierbei sind \bar{x} der Mittelwert der Höhe, x_i die Einzelmessungen der Höhe und n die Anzahl der Messungen.

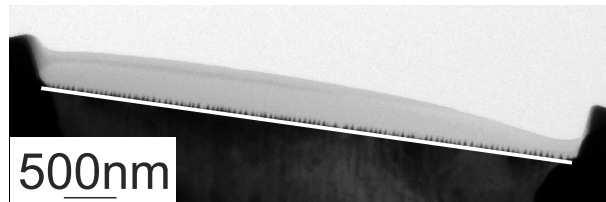


Abbildung 2.5.1: Schema zur Bestimmung des Korrekturwinkels. Die weiße Linie zeigt die Oberfläche.

²⁸ zum Beispiel 4kx, dann beträgt die Bildbreite $5,82 \mu\text{m}$

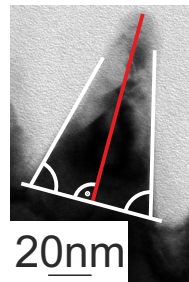
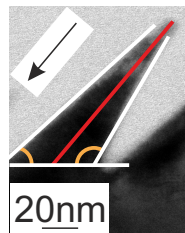
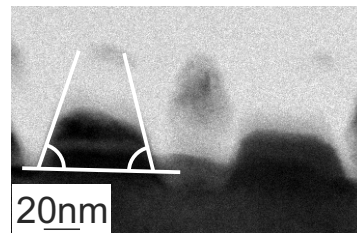


Abb. 2.5.2: Schema zur Bestimmung des Anstiegswinkels (weiß) und der Höhe (rot).



(a) Die Richtung des Ionenstrahls ist durch den Pfeil gegeben.



(b) Projektion des Einfallswinkels des Ionenstrahls senkrecht zur Bildebene.

Abb. 2.5.3: Schema zur Bestimmung des Anstiegswinkels und der Höhe (rot) für geneigte Punktstrukturen. Die Ionenbestrahlung ist unter einem Winkel von 40° zur Oberflächennormalen erfolgt. Eine genauere Beschreibung ist im Text zu finden.

Um den Anstiegswinkel der Strukturen zu erhalten, wird dieser Winkel, wie in Abb. 2.5.2 gezeigt, gemessen. Dabei wird dieser durch die beiden weißen Linien und die Substratoberfläche begrenzt. Damit werden zu jeder Struktur beide Anstiegswinkel gemessen, so dass zum Erhalt eines Anstiegswinkels zwischen 40 bis 100 Einzelwinkel vermessen werden. Wie die Höhe werden auch diese arithmetisch gemittelt, wobei wieder die Standardabweichung (Gleichung 2.5.1) als Fehler verwendet wird.

Bei den geneigten Punktstrukturen²⁹ wird äquivalent vorgegangen: So wird zunächst wieder der Winkel des Substrats relativ zur Horizontalen bestimmt, wie es in Abb. 2.5.1 gezeigt ist. Da diese Strukturen in Richtung des Ionenstrahls geneigt sind (Abb. 2.5.3a) wird die Höhe nicht senkrecht zur Probenoberfläche gemessen, sondern mit dem Winkel, der identisch dem Einfallswinkel der Ionen ist. So ist die in Abb. 2.5.3a geneigte Punktstruktur durch die Ionenstrahlerosion unter einem Winkel von 40° zur Oberflächennormalen entstanden. Die Einfallsrichtung der Ionen ist durch den Pfeil dargestellt. Damit wird die Höhe auch in einem Winkel von 40° zur Oberflächennormalen gemessen.³⁰ Diese ist wieder rot eingezeichnet. Die Anstiegswinkel dieser Strukturen werden ebenfalls in Richtung des Ionenstrahls bestimmt. So sind die in Abb. 2.5.3a eingezeichneten orangefarbenen Winkel noch nicht korrigiert, sondern werden dies erst im Anschluss. Da diese Strukturen nicht mehr rotationssymmetrisch wie die unter 0° entstandenen Strukturen sind, wird ebenfalls der Anstiegswinkel in die senkrecht dazu befindliche Richtung bestimmt. Dabei wird nur der untere Bereich verwendet, wie es in Abb. 2.5.3b dargestellt ist. Bei den Bereichen, die keine Verbindung zum Substrat aufweisen, handelt es sich um die Spitzen der

²⁹ siehe Abschnitt 3.5

³⁰ Dieser Winkel wird immer dem Ioneneinfallswinkel angepasst.

geneigten Punktstrukturen, wo die Basis aufgrund der endlichen Dicke der TEM-Lamelle nicht mehr in dieser enthalten ist. Da die Projektion des Ionenstrahls keine horizontale Komponente in der Bildebene aufweist, ist sie nicht eingezeichnet. Die Höhe der Strukturen wird in diesen Aufnahmen nicht bestimmt.

2.6 TEM-Lamellenpräparation mittels FIB

In diesem Abschnitt erfolgt eine Beschreibung der Präparation von Lamellen für das Transmissionselektronenmikroskop (TEM) mittels fokussiertem Gallium-Ionenstrahl (**f**ocused **i**on **b**eam, FIB). Die Präparation ist am Zeiss NVision 40 CrossBeam[®] durchgeführt worden. Auf dem Foto in Abb. 2.6.1 ist das Kammerinnere dargestellt. Zunächst ist die Elektronensäule (blau) zu erkennen, welche einen Winkel von 54° zur Ionensäule (gelb) hat. Zwischen beiden Säulen befindet sich die GIS-Nadel (**G**asinjektionssystem, GIS, grün). Diese wird benötigt, um sowohl elektronen- als auch ionenstrahlinduzierte Abscheidungen vorzunehmen. Direkt vor der Elektronensäule befindet sich der Kleindiekmanipulator (rot), der für die Lamellenentnahme aus der Probe (Liftout-Prozess) benötigt wird. Im unteren Bereich des Fotos ist der Tisch samt Probenhalter und Probe (orange) zu erkennen. In diesem Bild beträgt der Kippwinkel des Tisches 54° , so dass die Probenoberfläche senkrecht zur Ionensäule ausgerichtet ist.

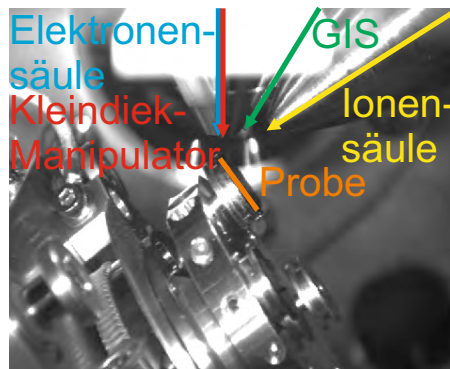


Abb. 2.6.1: Kamerabild des Kammerinneren des NVision 40 mit Elektronensäule (blau), Ionensäule (gelb), GIS (grün), Kleindiekmanipulator (rot) und Probe (orange).

2.6.1 Präparation am Beispiel einer TMR-Struktur

Am Beispiel einer Tunnelmagnetowiderstandsstruktur (**t**unneling **m**agnetoresistance, TMR) soll im Folgenden die Notwendigkeit einer Zielpräparation mittels FIB verdeutlicht werden.

2.6.1.1 Vorbereitung der Präparation

Zunächst wird die Struktur von Interesse auf der Probe identifiziert, wie es in Abb. 2.6.2 gezeigt ist. Dabei zeigt Teilbild a einen größeren Bereich der Probe. Der orangefarbene Kasten markiert den Bereich der Probe, der im Bild rechts daneben jeweils vergrößert dargestellt ist. Die einzelnen Elemente sind beschriftet, was in Teilbild b zu erkennen ist. Bei dieser Probe soll der TMR-Stapel bei B4 präpariert werden, der bei diesen Vergrößerungen noch nicht zu erkennen ist, so dass die Vergrößerung immer weiter erhöht worden ist. Dabei zeigt 2.6.2e letztlich den zu präparierenden Pillar, dessen nominelle Größe $60\text{ nm} \times 80\text{ nm}$ beträgt.

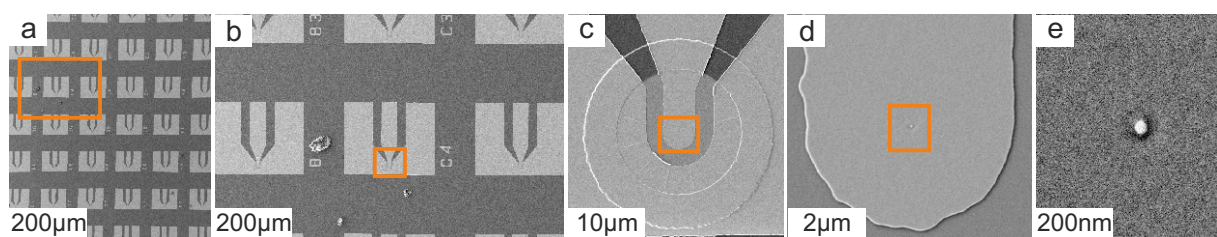


Abb. 2.6.2: REM-Aufnahmen von einer zu präparierenden Probe mit der TMR-Struktur. Dabei zeigt das orangefarbene Kästchen den Bereich an, der im Bild rechts davon jeweils vergrößert dargestellt ist. Die Aufnahme rechts außen zeigt die Struktur, die präpariert werden soll.

Zur Veranschaulichung der Präparation von Lamellen für das TEM (im Folgenden TEM-Lamellen genannt) sind in Abb. 2.6.3 und Abb. 2.6.4 die einzelnen Schritte gezeigt. In der oberen rechten Ecke einer jeden Aufnahme findet sich der Kippwinkel des Tisches. Der gegebenenfalls zweite darunter angegebene Winkel gibt die Winkelkorrektur während der Bildaufnahme an. Falls kein weiterer Winkel angegeben ist, beträgt die Korrektur 0° . Dieser Korrekturwinkel beeinflusst das Scanverhalten des Rasterelektronenmikroskops (REMs). Wird er zum Beispiel auf 54° gesetzt, da die Probe auch um 54° gekippt ist, so werden die einzelnen Scanpunkte in vertikaler Richtung dichter gesetzt. Dadurch ist es auch weiterhin möglich, entlang dieser Richtung zu messen. Beim Dünnen der Lamelle (Abb. 2.6.4 30–36) wird der zu 90° komplementäre Winkel genutzt, da dann die Tiefe des gedünnten Bereichs korrekt gemessen werden kann. Wenn also weiterhin auf der Oberfläche gemessen werden soll, ist der Korrekturwinkel immer gleich dem Kippwinkel, wenn senkrecht zur Oberfläche gemessen werden soll, entspricht der Korrekturwinkel dem Differenzwinkel zu 90° . Weiterhin ist unten rechts zu erkennen, ob es sich um ein REM-beziehungsweise um ein FIB-Bild handelt. In der oberen linken Ecke einer jeden Aufnahme steht eine Nummer, die jetzt zur Beschreibung verwendet werden soll. Aus Gründen der besseren Lesbarkeit wird auf den Ausdruck „Abb. 2.6.3“ beziehungsweise „Abb. 2.6.4“ verzichtet, da es sich immer um diese Abbildungen handelt.

2.6.1.2 Schützen der Oberfläche vor dem Ionenstrahl

Das erste Bild ist das REM-Bild aus Abb. 2.6.2e, da es sich hierbei um die zu präparierende Struktur handelt. Um diese Struktur vor Erosion und Implantation des Ionenstrahls zu schützen, wird eine Schutzschicht mit einer Dicke von etwa 200 nm an dieser Stelle aufgebracht. Dazu wird die GIS-Nadel in einen Abstand von nur wenigen 100 µm über die Probenoberfläche gebracht. Durch diese wird ein Precursorgas eingelassen, in diesem Beispiel Phenanthrene ($C_{14}H_{10}$). Eine sehr dünne Schicht des Precursorgases wird auf der Oberfläche adsorbiert. Durch Rastern des Elektronenstrahls über den zu schützenden Bereich werden die Bindungen der Moleküle aufgespalten und es bildet sich die schon erwähnte Schutzschicht. Die gasförmigen Spaltprodukte werden über die Kammer abgepumpt. Diese Schutzschicht aus Kohlenstoff ist in 2 dargestellt. Normalerweise werden für diese elektronenstrahlinduzierte Abscheidung mittels eines Precursorgases (im Folgenden Elektronenstrahlabscheidung genannt) eine größere Blende (120 µm statt standardmäßig 30 µm) und der Hochstrommodus verwendet. Die Erhöhung des Stroms hat zur Folge, dass die abgeschiedene Schicht schneller wächst, was auch dadurch unterstützt wird, dass eine Energie von 5 keV anstelle von 30 keV verwendet wird. Bei empfindlichen beziehungsweise wie in diesem Fall durch Oxid isolierten Strukturen ist die Erhöhung des Stroms nicht möglich,

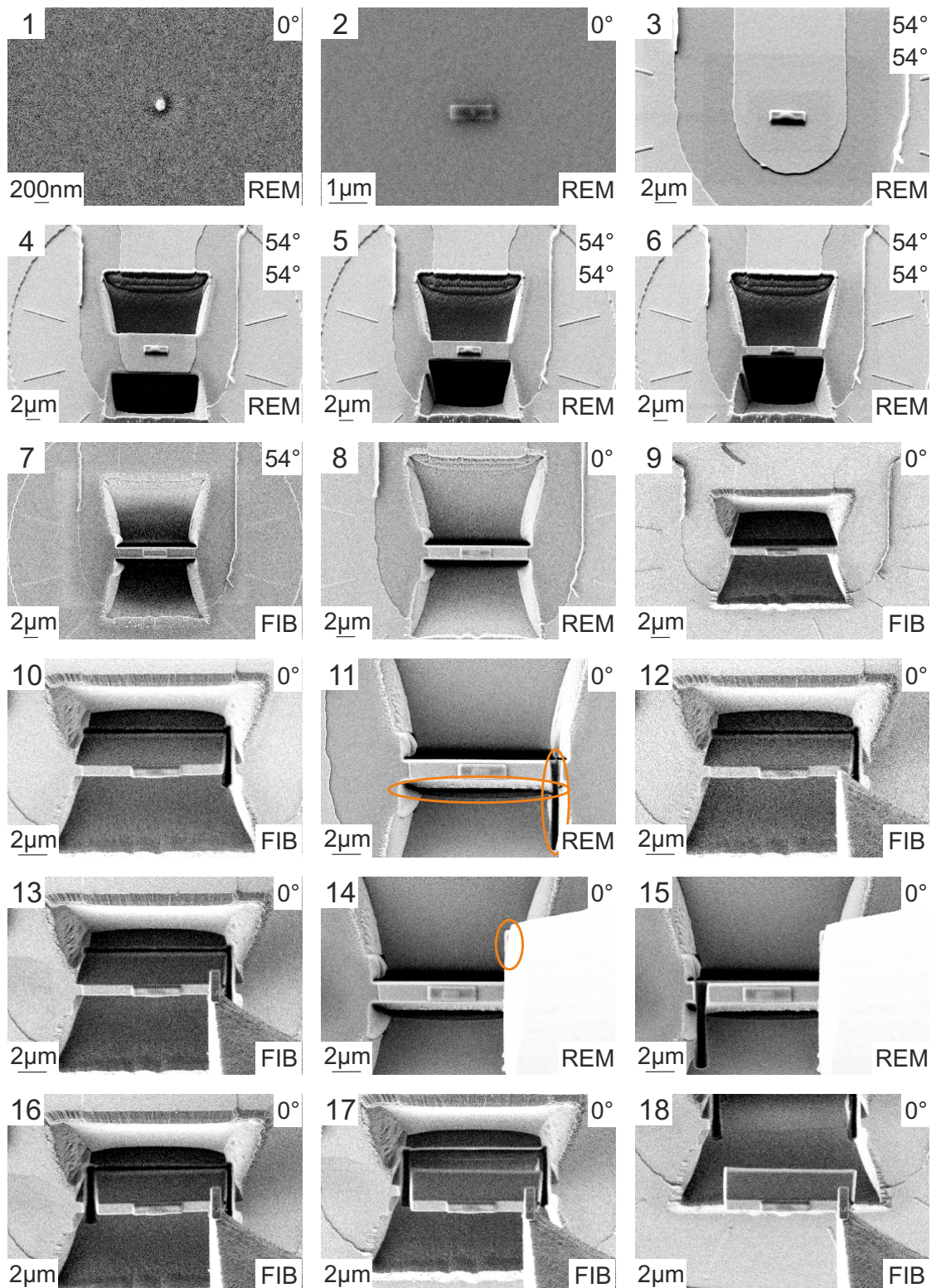


Abb. 2.6.3: Erster Teil der Präparation einer TEM-Lamelle. Eine Beschreibung der einzelnen Schritte sowie der angegebenen Winkel ist im Text zu finden.

da sonst die Struktur zerstört wird (siehe Abschnitt 2.6.3).³¹

2.6.1.3 Aufbringen der zweiten Schutzschicht

Nachdem sichergestellt ist, dass die Oberfläche vor dem Ionenstrahl geschützt ist, wird die Probe auf 54° gekippt, damit die Probenoberfläche senkrecht zum Ionenstrahl steht. Dabei wird der Koinzidenzpunkt eingestellt, das heißt, REM und FIB bilden dieselbe Probenstelle aus einem unterschiedlichen Betrachtungswinkel ab. Dies erlaubt eine In-situ-Betrachtung der Probe mit dem REM, während die Probe mit dem FIB bearbeitet wird. Der Koinzidenzpunkt wird während des gesamten Präparationsprozesses beibehalten beziehungsweise bei anderen Kippwinkeln immer wieder neu eingestellt. Mit Hilfe des FIBs wird eine weitere Abscheidung von Kohlenstoff vorgenommen. Ohne Elektronenstrahlabscheidung wäre durch das Rastern des Ionenstrahls über diese Stelle die Kristallstruktur der oberflächennahen Schicht beschädigt beziehungsweise diese Schicht weggesputtert worden. Die zusätzliche Ionenstrahlinduzierte Abscheidung mittels eines Precursorgases (im Folgenden Ionenstrahlabscheidung genannt) wird zum Dünnen der Lamelle und zum Schutz vor dem Rastern mit dem FIB über diese Stelle benötigt. Die Ionenstrahlabscheidung wird auf die gleiche Weise wie die Elektronenstrahlabscheidung erzeugt, nur dass diesmal mit dem FIB über den Bereich gerastert wird. Dabei muss ausreichend schnell und mit einem nicht zu hohen Strom gerastert werden. Wenn dies nicht beachtet wird, dominiert die Erosion des Ionenstrahls über den Depositionsprozess und es entsteht ein Loch anstelle einer Abscheidung.³² Das Ergebnis der Abscheidung ist in 3 dargestellt. Bei einer genaueren Betrachtung ist in der Mitte eine Erhöhung zu erkennen. Dabei handelt es sich um die darunter liegende Elektronenstrahlabscheidung.

2.6.1.4 Freilegen der Struktur

Nachdem die Oberfläche ausreichend geschützt ist, kann mit dem eigentlichen Schneiden der Lamelle begonnen werden. Die Probenoberfläche steht weiterhin senkrecht zum FIB (also steht der Tisch auf 54°). Dazu werden zunächst zwei Trapeze aus der Probe geschnitten. Der verwendete Strom hängt stark von der Größe der zu präparierenden Struktur und der Empfindlichkeit der Probe ab. In diesem Fall ist die Probe sehr empfindlich und die Struktur klein, daher werden nur 3 nA verwendet. Nach dem Schneiden der Trapeze (4), wird mit immer kleiner werdenden Strömen immer näher zur Lamelle hin geschnitten. Der Schnitt hört also immer an der Lamelle auf und fängt an der von dort am weitesten entfernten Stelle an. Die Verringerung des Stromes ist zur Vermeidung präparationsbedingter Artefakte notwendig. Hierbei sind für die erste Annäherung 700 pA (5) und für die zweite 300 pA (6) verwendet worden.³³ Die Lamellenbreite beträgt zu diesem Zeitpunkt noch etwa 1–2 µm. Der Vergleich von 6 und 7 zeigt die beiden Bilder, die man aufgrund des Winkels zwischen Elektronen- und Ionensäule erhält. Es ist also genau der gleiche Zustand der Lamelle zu sehen.

³¹ Typische Parameter für die Elektronenstrahlabscheidung sind: Scangeschwindigkeit 9 (25,7 µs/Scanpunkt), Länge der Abscheidung 5 µm, Breite der Abscheidung 300 nm, 120 µm Blende, Hochstrommodus, 3 min, 5 keV.

³² Typische Parameter für die Ionenstrahlabscheidung sind: 30 keV, 40 pA, Verweilzeit pro Scanpunkt 0,2 µs, Zeit 30 s bis 60 s, Vergrößerung 4,12 kx (pixel fill factor dann 70 %).

³³ Typische Parameter für das Trapez und die Rechtecke sind: 13 nA, dann 3 nA und zuletzt 700 pA.

2.6.1.5 Entnahme der Lamelle aus der Probe

Die Lamelle ist jetzt dünn genug, um sie aus der Probe zu entnehmen. Eine schon fertig gedünnte Lamelle könnte aus zwei Gründen nicht mehr entnommen werden: Zunächst ist die Lamelle zu dünn, was das Verbinden mit dem Kleindiekmanipulator fast unmöglich macht. Zudem wird beim Liftout-Prozess mit dem FIB über die Seitenfläche der Lamelle gerastert, was die Kristallstruktur der Lamelle zerstören und auch zu Löchern aufgrund des Sputterns führen würde. Falls es also möglich wäre, die Lamelle zu entnehmen, wären nur präparationsbedingte Artefakte vorhanden. Um die Lamelle loszuschneiden, muss wieder der Winkel zum FIB geändert werden. Hierfür wird die Probe auf 0° gekippt, das heißt, die Probenoberfläche zeigt wieder senkrecht zur Elektronensäule. Daher sieht das Bild, welches man jetzt im REM erhält (8), genau wie das vorher mittels FIB erhaltene Bild (7) aus. Durch den veränderten Kippwinkel sieht man mit dem FIB (9) nun die Rückseite der Lamelle. Die Abscheidungen zeigen die Probenoberfläche an. Weiterhin ist ein dunkler Streifen direkt unterhalb der Oberfläche zu erkennen. Hierbei handelt es sich um ein Siliziumoxid mit einer Dicke von $1\text{ }\mu\text{m}$. Nun werden in 9 die Bereiche definiert, wo die Lamelle aus der Probe geschnitten werden soll. Dies ist zunächst die rechte Seite und die Unterseite der zu entnehmenden Lamelle (also im Substrat). Wenn die Schnitte durchgeführt worden sind, erhält man das in 10 gezeigte FIB-Bild. Hierbei ist die Position der Schnitte gut im Bild zu erkennen. Da sich anhand dieses Bildes nicht beurteilen lässt, ob die Lamelle an diesen beiden Seiten komplett losgeschnitten worden ist, ist nun das REM-Bild zu betrachten. Das REM-Bild (11) zeigt deutlich, dass die rechte Seite komplett durchgeschnitten worden ist. Eine nähere Betrachtung zeigt außerdem, dass die Lamelle auch an der Unterseite vom Substrat getrennt worden ist. Beide Schnitte sind durch die orangefarbenen Ellipsen markiert.

Da die Lamelle jetzt nur noch an einer Seite mit der Probe verbunden ist, wird die Nadel des Kleindiekmanipulators zur Lamelle manövriert. Dabei wird das REM-Bild genutzt, um zu erkennen, ob sich die Nadel oberhalb der Lamelle befindet, während das FIB-Bild den Abstand zur Oberfläche zeigt. Es muss darauf geachtet werden, dass sich die Probe genau im Koinzidenzpunkt befindet, da nur dort die Oberfläche genau durch die Bildmitte des FIB-Bildes geht. Zudem sollte jetzt der „specimen current monitor“ eingeschaltet werden, da ansonsten nach dem Berühren der Probe mit der Nadel des Kleindiekmanipulators ein „touch alarm“ ausgelöst wird. Dieser zeigt an, dass zwischen dem Tisch und dem oberen Kammerbereich (Elektronensäule, Ionensäule, GIS-Nadel, Kleindiekmanipulator) eine elektrische Verbindung besteht, was bedeutet, dass (außer bei der Entnahme von TEM-Lamellen, wo diese Verbindung erwünscht ist) mit dem Tisch an einen der gerade genannten Bereiche angestoßen worden ist. Nachdem die Nadel des Kleindiekmanipulators mit Hilfe des REM- und FIB-Bildes an die gewünschte Stelle gefahren worden ist, erhält man das in 12 gezeigte FIB-Bild. Die Nadel des Kleindiekmanipulators sitzt jetzt auf der Probenoberfläche auf. Um eine stabile Verbindung zwischen der Nadel des Kleindiekmanipulators und der Lamelle zu erhalten, wird eine Ionenstrahlabscheidung auf dem Bereich zwischen der Nadel des Kleindiekmanipulators und der Lamelle analog zu der am Anfang vorgenommen, nur dass diesmal ein anderer Winkel genutzt wird (13). Das zugehörige REM-Bild ist in 14 dargestellt. Der helle Bereich zeigt die Nadel des Kleindiekmanipulators. Bei einer genaueren Betrachtung ist eine Stufe im oberen Bereich der Nadel erkennbar (durch die orangefarbene Ellipse markiert). Dabei handelt es sich um das soeben abgeschiedene Material zur Befestigung der Lamelle. Da die Lamelle jetzt mit der Nadel des Kleindiekmanipulators und noch mit der Probe verbunden ist, darf jetzt keine Bewegung des Tisches und der Nadel erfolgen. Zusätzlich sollten jegliche Erschütterungen wie zum Beispiel durch Bewegung der GIS-Nadel vermieden werden, da ansonsten die Abscheidung von der Lamelle abreißt, was häufig

nicht zu erkennen ist. Als nächster Schritt wird die letzte Seite losgeschnitten. Es ist wieder in 15 zu erkennen, dass der Schnitt über die komplette Breite der Lamelle erfolgt ist. Nach einem Wechsel in das FIB-Bild erhält man das in 16 gezeigte Bild. Darauf ist zu erkennen, dass die Lamelle jetzt gar nicht mehr mit der Probe verbunden ist, sondern nur noch an der Nadel des Kleindiekmanipulators hängt.

Nun kann die Lamelle aus der Probe manövriert werden. Dazu kann entweder die Nadel des Kleindiekmanipulators oder der Tisch bewegt werden. Beides hat Vor- aber auch Nachteile. Die Nadel des Kleindiekmanipulators wird mit Hilfe von Piezoantrieben bewegt, wofür sechs verschiedene Geschwindigkeiten zur Verfügung stehen. Die Schrittgröße ändert sich in Abhängigkeit der Geschwindigkeit, was bei den höheren Geschwindigkeiten (drei bis sechs) zu großen (einige 100 nm bis zu mehreren 10 μ m) Sprüngen der Nadel führt und den Verlust der Lamelle zur Folge haben kann (bei Geschwindigkeit drei manchmal, ab vier ganz sicher). Bei den niedrigen Geschwindigkeiten (eins und zwei) tritt dieses Problem nicht auf, jedoch ist auf Grund der limitierten Anzahl der Schritte das Maximum sehr bald erreicht, so dass die Nadel des Kleindiekmanipulators nicht weiter bewegt werden kann. Dies ist zumeist der Fall, bevor die Lamelle aus dem Loch gehoben worden ist. Ein Wechsel in eine höhere Geschwindigkeit ist aus den gerade genannten Gründen aber nicht möglich. Im Gegensatz dazu lässt sich der Tisch nur wesentlich ungenauer fahren, es wird aber kein Maximum erreicht. Dabei sollte einem bewusst sein, dass der Tisch häufig zurückdriftet. Solange dabei die Lamelle nicht berührt wird, fällt sie nicht herunter. Erfahrungsgemäß ist es am sichersten für die Lamelle, wenn zunächst die Nadel des Kleindiekmanipulators mit der ersten oder zweiten Geschwindigkeit einige 100 nm bewegt wird. Dabei sind eventuell doch noch vorhandene Verbindungen zwischen der Lamelle und der restlichen Probe gut zu erkennen, da sich die Lamelle dann nicht gleichförmig sondern auf einer Seite mehr bewegt. Wenn sichergestellt ist, dass diese Verbindung nicht mehr besteht, kann der Tisch langsam nach unten gefahren werden (17). In 18 ist die Lamelle komplett aus der Probe entnommen, was in 19 bei einer niedrigeren Vergrößerung noch einmal zu erkennen ist. Jetzt kann die Probe zügig nach unten gefahren werden. Die GIS-Nadel sollte dabei weiterhin nicht bewegt werden, da sie mit Druckluft arbeitet und für zusätzliche Erschütterungen sorgt. Ein weiterer Vorteil des Fahrens mit dem Tisch besteht darin, dass sich die Lamelle weiterhin im Koinzidenzpunkt befindet.

2.6.1.6 Befestigen der Lamelle am Grid

Als nächstes wird ein Grid, welches senkrecht in einen Halter eingespannt worden ist, unter die Lamelle gefahren (20). Hierbei ragt von rechts die Nadel des Kleindiekmanipulators ins Bild, während in der linken oberen Ecke die GIS-Nadel zu erkennen ist. Wenn das Grid unter die Lamelle gefahren wird, ist zu beachten, dass es parallel zur Lamelle orientiert wird, da ansonsten dieser Winkel im TEM wieder korrigiert werden muss. In den orangefarbenen Ellipsen sind Lamellen zu erkennen. In der rechten Ellipse befindet sich die Lamelle, die gerade am Grid befestigt werden soll, während sich in der linken Ellipse eine Lamelle befindet, die schon an dem Grid befestigt worden ist. Das zu 20 gehörende FIB-Bild ist 21, wobei sich die Lamellen auch hier in den orangefarbenen Ellipsen befinden. Anhand der Perspektiven (20 und 21) muss die Lamelle jetzt an das Grid manövriert werden. Dabei kann mit 21 die Höhe und der horizontale Abstand zum Grid beobachtet werden, während in 20 überprüft wird, ob die Lamelle nicht in vertikaler Richtung am Grid vorbei bewegt wird. Um die Lamelle an das Grid zu bewegen, wird wieder hauptsächlich der Tisch bewegt. In 22 beträgt der Abstand zwischen dem Grid (links im Bild) und der Lamelle nur noch 7,5 μ m. Jetzt muss noch einmal überprüft werden,

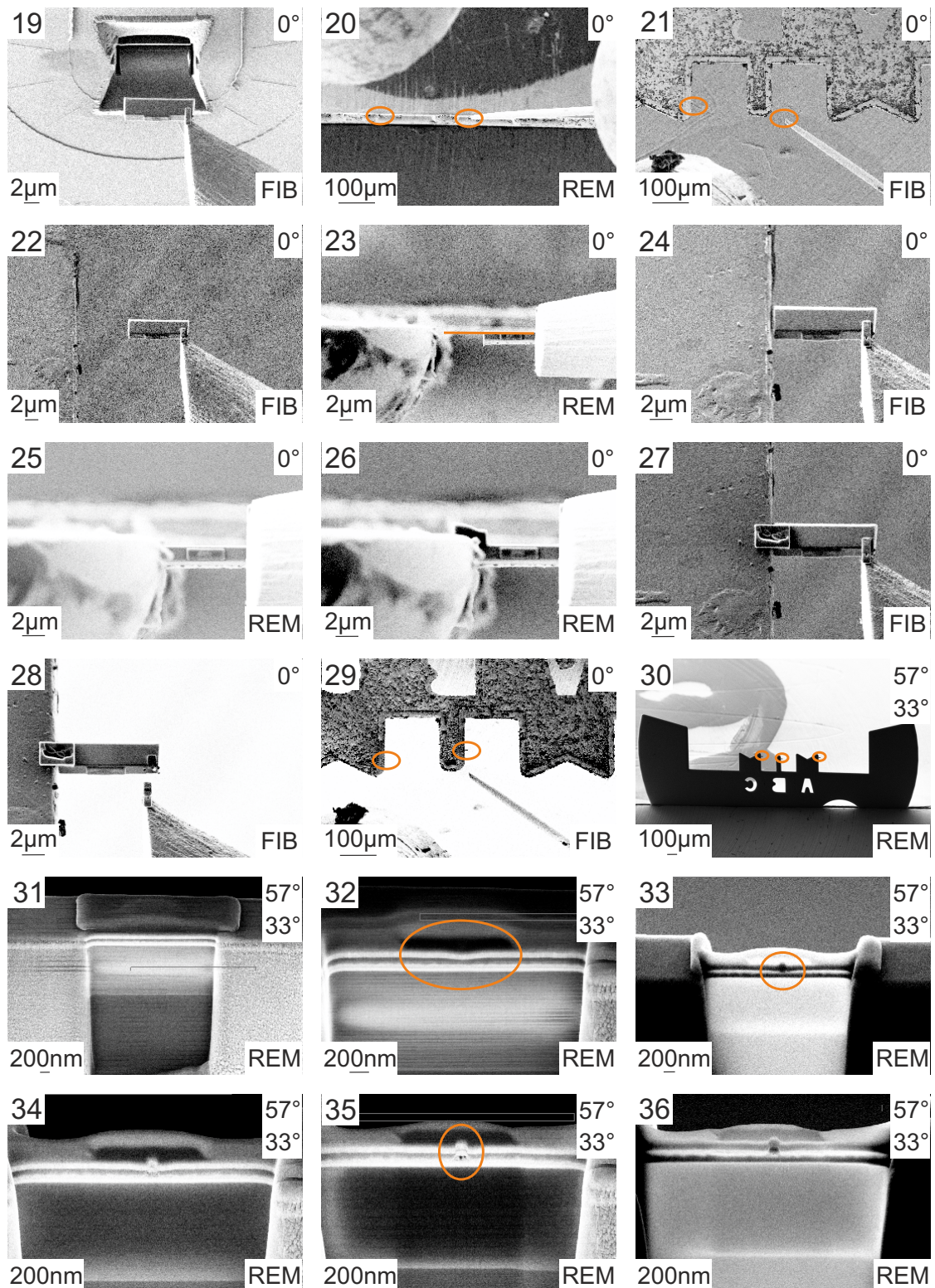


Abb. 2.6.4: Zweiter Teil der Präparation einer TEM-Lamelle. Eine Beschreibung der einzelnen Schritte sowie der angegebenen Winkel ist im Text zu finden.

ob die Oberkante der Lamelle und die abgeflachte Seite des Grids auf einer Linie liegen, welche auch eingezeichnet ist (23). Wenn diese Bedingung erfüllt ist, kann der Abstand zwischen Grid und Lamelle weiter verringert werden, bis die endgültige Position erreicht ist (24 und 25). Nun wird erneut eine Ionenstrahlabscheidung vorgenommen, um die Lamelle am Grid zu befestigen. Das Ergebnis dieser Abscheidung ist in 26 und 27 gezeigt. Als nächstes wird die Abscheidung zwischen Lamelle und der Nadel des Kleindiekmanipulators durchgeschnitten (28), und die Nadel langsam von der Lamelle entfernt. Diese hängt jetzt nur noch am Grid (29, orangefarbene Ellipse). Nach Entfernen des Grids unter dem Ionenstrahl bietet es sich an, gleich die Nadel des Kleindiekmanipulators zurechtzuschneiden, das heißt, Abscheidungen, die sich noch an der Nadel befinden, zu entfernen, damit die nächste Lamelle entnommen werden kann.

2.6.1.7 Dünnen der Lamelle

Da die Lamelle zum jetzigen Zeitpunkt noch eine Dicke von 1–2 µm hat, muss sie gedünnt werden. Die mittlere Position auf dem Probenhalter ist dabei die für das Grid geeignetste, da dann der Tisch am wenigsten gefahren werden muss und somit die Drift verringert werden kann. Ein neu eingeschleuster Halter wird am Anfang immer in z-Richtung³⁴ driften. Dies lässt sich nur verhindern, indem der soeben ausgeschleuste Halter sehr schnell umgebaut wird und der noch warme Halter sofort wieder eingeschleust wird. Zum Dünnen der Lamelle wird das Grid mit der Lamelle so gekippt, dass sie nahezu parallel zum Ionenstrahl steht. Wäre die Lamelle exakt parallel zum FIB (Tisch bei 54°), würde man keine planparallele Lamelle erhalten, da das Strahlprofil des FIBs mit berücksichtigt werden muss. Da die Lamelle mit 5 keV und 5 pA gedünnt werden sollte, muss die Probe aufgrund des veränderten Strahlprofils entsprechend stärker im Vergleich zu 30 keV überkippt werden. Weiterhin wird das Grid so rotiert, dass die Lamelle im FIB-Bild waagrecht liegt. Das FIB-Bild sieht dann etwa wie 26 aus, nur dass die Bildqualität aufgrund der niedrigen Spannung signifikant schlechter ist. Das zugehörige REM-Bild zeigt 30. In den orangefarbenen Ellipsen befinden sich drei am Grid befestigte Lamellen. Weiterhin sind die einzelnen Buchstaben unter den Lamellen zu erkennen, die die Position ebendieser beschreiben. Bei der Betrachtung der Lamelle vor dem Dünnen (31, links und rechts außen) fällt auf, dass das Oxid, welches in 9 noch zu erkennen war, nicht mehr sichtbar ist. Dies liegt an der Redeposition des umgebenden, weggeschnittenen Materials sowie an der Nutzung des Precursorgases. Nach dem Beginn des Dünnens der Lamelle ist die Oxidschicht wieder deutlich sichtbar (31, Mitte, heller Bereich). Beim Dünnen sollte darauf geachtet werden, dass weder die gesamte Breite noch die gesamte Höhe der Lamelle gedünnt wird. So sollte unten ein Bereich bestehen bleiben, der die ursprüngliche Dicke beibehält (31, am unteren Bildrand), da die Lamelle dann stabiler bleibt und sich nicht durchbiegt. Zudem sollte auch beachtet werden, dass eine gewisse Tiefe notwendig ist, da die Probe im TEM entsprechend der Kristallstruktur des Substrats orientiert wird. Wenn sich also ein 1 µm dickes Oxid unterhalb der zu untersuchenden Struktur befindet, muss dieses und zusätzlich ein Stück des Substrats mitgedünnt werden. Bei einem weiteren Dünnen der Lamelle ist ein schwarzer Bereich direkt über der oberen waagerechten hellen Schicht zu erkennen (32, in der orangefarbenen Ellipse). Dabei handelt es sich um die Elektronenstrahlabscheidung. Direkt darüber (etwas heller) befindet sich die Ionenstrahlabscheidung, die auch schon angeschnitten worden ist. Aufgrund des Materialkontrastes ist die Elektronenstrahlabscheidung dunkler, da sich darin kein schweres Gallium befindet. Bei dem oberen waagerechten Streifen handelt es sich um eine Elektrode, bei dem unteren um eine Tantal-Kupfer-Mehrfachschicht (vergleiche Abb. 2.6.5a).

³⁴ Richtung senkrecht zur Probenoberfläche, wenn die Probe nicht gekippt ist

Die gleichmäßige Dünnung der Lamelle von beiden Seiten kann durch Probenrotation beobachtet werden. Dabei wird immer eine Seite gedünnt, dann die Probe gedreht und dann die andere Seite gedünnt. Wenn die Lamelle immer dünner wird, erscheint sie im SESI-Detektor (Sekundärelektronen Sekundärionen, SESI) heller, da dann auch von der Rückseite Sekundärelektronen emittiert werden (33). Hierbei ist wieder ein Materialkontrast zu erkennen, das heißt, die schwereren Metallschichten erscheinen dunkler. Weiterhin ist in der orangefarbenen Ellipse auch der TMR-Stapel sichtbar. Darüber hinaus ist eine Reduktion der Höhe der Ionenstrahlabscheidung vorhanden. Bei einem weiteren Dünnen der Lamelle ist zu erkennen, dass die Elektrode sich über den TMR-Stapel wölbt, wobei dieser nicht homogen wirkt (34). Dieser Eindruck verstärkt sich mit dünner werdender Lamelle (35). Der dunkle Bereich innerhalb des Stapels weist auf ein sehr leichtes Material (zum Beispiel Lackreste) oder ein Loch hin. Wenn die Lamelle fertig gedünnt worden ist, erhält man ein REM-Bild wie in 36 dargestellt. Aufgrund der sehr geringen Dicke wirkt die Elektronenstrahlabscheidung jetzt dunkler als die Ionenstrahlabscheidung. Zudem ist der Kontrast zwischen den einzelnen Schichten nicht mehr so stark ausgeprägt. Da die Lamelle jetzt fertig ist, kann das Grid ausgespannt und direkt in den TEM-Halter eingebaut werden.

2.6.1.8 Ergebnis der Präparation

In Abb. 2.6.5a ist der nominelle Aufbau dieses TMR-Stapels schematisch dargestellt. Hier sind auch die gewünschten Ätztiefen zu erkennen. Die tatsächlichen Ätztiefen sind in den TEM-Bildern dieser Probe in Abb. 2.6.5b und Abb. 2.6.5c zu erkennen. Zunächst fällt der helle Bereich in der Mitte der Struktur auf (Abb. 2.6.5b). Dabei handelt es sich um Lackreste, die sich in der Kupferschicht befinden. Der halbkreisförmige Bereich darüber sind noch Reste der Ätzmaske. Weiterhin ist zu erkennen, dass die Flanken der Struktur nicht senkrecht sind, wie es eigentlich gewünscht war. Zusätzlich fällt die hohe Rauigkeit der Metallschicht unterhalb der SiO_2 -Isolationsschicht, die sich links und rechts neben dem Pillar befindet, auf. Ebenso ist zu erkennen, dass die Ätztiefe nicht ausreichend war, da nur bis auf Höhe des Kupfers geätzt worden ist. Das heißt, es sind sieben Schichten, die noch geätzt werden sollten, nicht geätzt worden. Abb. 2.6.5c zeigt den unteren Bereich des TMR-Stapels mit einer höheren Vergrößerung. Darin sind gut die unteren Schichten zu erkennen, die eine geringe Rauigkeit haben. Bei der hellen Schicht

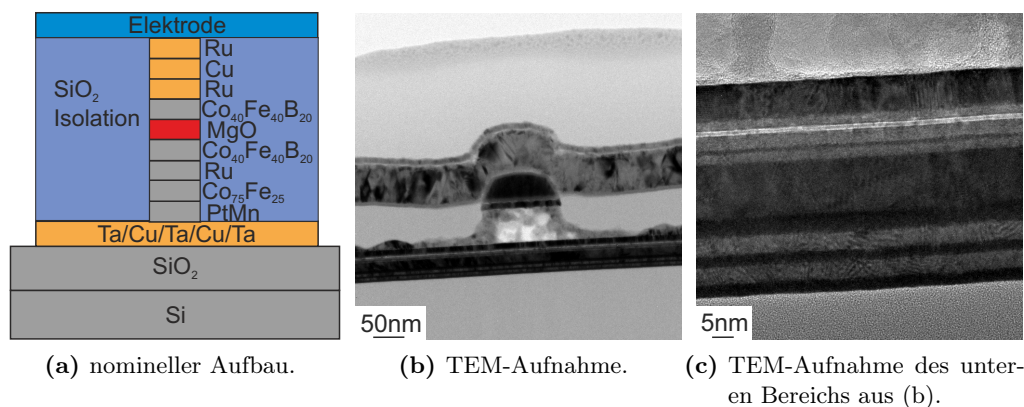


Abb. 2.6.5: TMR-Stapel: a) nomineller Aufbau, b) Querschnitts-TEM-Bild der zuvor präparierten Probe, c) hochauflösendes TEM-Bild des unteren Bereiches des Stapels.

handelt es sich um die MgO-Schicht, welche die Tunnelbarriere darstellt. Anhand dieser Bilder lässt sich gut beurteilen, warum diese Struktur nicht funktioniert hat und was noch verbessert werden muss.

2.6.2 Vor- und Nachteile der TEM-Lamellenpräparation mittels FIB

Der größte Vorteil der Probenpräparation mittels FIB ist die Ortsselektivität und die schnellere Präparation im Vergleich zu der „klassischen Präparation“. So ist es zum Beispiel möglich, die in Abschnitt 2.6.1 gezeigte TMR-Struktur, die in beide Richtungen eine Ausdehnung von weniger als 100 nm hat, zu präparieren. Diese Möglichkeit wäre mit einer „klassischen“ TEM-Lamellenpräparation nicht gegeben. Zudem bleibt der Rest der Probe erhalten, so dass daran weitere Messungen vorgenommen werden können. Weiterhin ist es möglich, gezielt zu untersuchen, warum einige Strukturen funktionieren und andere nicht. Es hat sich auch gezeigt, dass sich einige Proben nicht oder nur sehr schlecht klassisch präparieren lassen. Dies sind erfahrungsgemäß zum Beispiel Silber auf Quarz und einige Stähle.

Der größte Nachteil liegt in der Dünnung der Lamellen mit dem FIB, so dass sich in den Randbereichen der Lamelle immer etwas Gallium befindet. Zusätzlich erfolgt eine Amorphisierung der Randschicht durch das Gallium. Die Dicke der amorphen Randschicht beträgt etwa 6 nm pro Seite, wenn die Lamelle mit 5 keV gedünnt worden ist. Dies führt bei zu dünnen Lamellen zu einer schlechteren Abbildung des Kristallgitters im TEM. Dieses Problem konnte ausschließlich bei Halbleitermaterialien beobachtet werden. Ebenso ist es derzeit nur möglich Querschnittsproben anzufertigen, eine „plane view“-Präparation ist nicht möglich.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die TEM-Lamellenpräparation mittels FIB viele Möglichkeiten bietet, vor allem die Zielpreparation und die Präparation von sehr kleinen Proben. Dabei sollten aber die Grenzen der FIB-Präparation berücksichtigt werden.

2.6.3 Präparationsbedingte Artefakte

In diesem Abschnitt wird kurz auf mögliche Artefakte eingegangen, die durch die Präparation der TEM-Lamelle mit dem FIB entstehen können.

Es hat sich gezeigt, dass ein Schneiden der Trapeze mit großem Strom eine Rekristallisation der amorphen Schicht hervorrufen kann, wenn der Abstand zur Lamelle nicht groß genug ist (beobachtet bei Germanium mit einer amorphen Schicht von etwa 12 nm). Diese Rekristallisation kann entweder nur in kleinen Bereichen stattfinden (polykristallin) oder man erhält nur noch die „end of range“-Defekte. Dabei hat die ehemals amorphe Schicht dieselbe Kristallstruktur wie das Substrat, nur dass an der vorher vorhandenen Grenzfläche noch Defekte des Gitters bestehen bleiben.

Weiterhin hat sich gezeigt, dass ein Dünnen der Lamelle mit zu großem Strom (30 keV, 80 pA) dazu führen kann, dass der Film ab einer gewissen Lamellenbreite entnetzt. Dies trat bei Permalloy ($\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$) auf Si_3N_4 auf.

Bei stark isolierenden Proben (wie zum Beispiel die gerade gezeigte TMR-Struktur in Abschnitt 2.6.1) kann eine zu große Blende ebenso wie der Hochstrommodus während der Elektronenstrahlabscheidung zu einer „Explosion“ dieser einzelnen Struktur infolge einer starken elektrostatischen Aufladung führen. Dies ist in Abb. 2.6.6 anhand eines REM- und des zugehörigen FIB-Bildes dargestellt. Hierbei handelt es sich um einen TMR-Stapel, auf dem eine Elektronenstrahlabscheidung mit dem Hochstrommodus und der 120 μm -Blende durchgeführt worden ist. Ein Teil der Elektronenstrahlabscheidung ist in Abb. 2.6.6a am vorderen nach oben stehenden Bereich

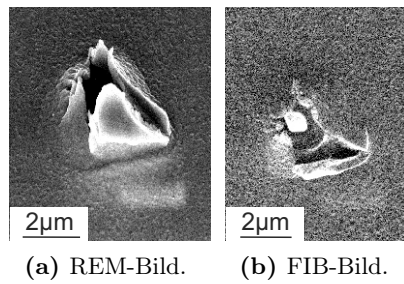


Abb. 2.6.6: TMR-Stapel nach einer Elektronenstrahlabscheidung mit zu großer Blende, (a) zeigt das REM-Bild bei einem Kippwinkel von 54° , (b) zeigt das dazugehörige FIB-Bild.

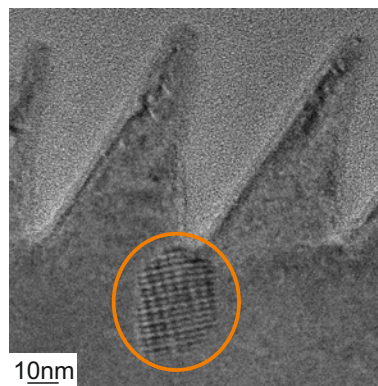


Abb. 2.6.7: Hochauflösende Querschnitts-TEM-Aufnahme geneigter Punktstrukturen auf GaSb. Im unteren Bereich ist ein Galliumtropfen (in der orangefarbenen Ellipse) zu erkennen.

zu erkennen.

Weiterhin konnte beobachtet werden, dass die Präparation von GaSb mit dem FIB (auch Ga^+) zu kleinen Galliumtropfen an der Lamellenseite führen kann, da Gallium bei $29,8^\circ\text{C}$ flüssig wird. Diese Tropfen haben einen Durchmesser von maximal einigen zehn Nanometern und sind im TEM-Bild als Moiré-Effekt [179] sichtbar (Abb. 2.6.7, in der orangefarbenen Ellipse).

3 Selbstorganisierte Nanostrukturen auf Galliumantimonid

Durch die Bestrahlung mit Ionen kann die Oberflächenmorphologie verändert werden, und es bilden sich bei geeigneten Parametern selbstorganisierte Nanostrukturen. Die Bestrahlung von Galliumantimonid (GaSb) mit Argonionen unter senkrechtem Ioneneinfall bewirkt die Bildung von Punktstrukturen. Eine Variation der Bestrahlungsparameter, wie zum Beispiel Ionenenergie, Substrattemperatur oder Einfallswinkel der Ionen, beeinflusst dabei den Typ und die genaue Form der sich bildenden Strukturen. So sind bei einer Bestrahlung mit Argonionen unter einem Winkel von etwa 40° sowohl eine Neigung der Punktstrukturen in Richtung des einfallenden Ionenstrahls [124–126] aufgetreten, als auch Rippel mit einer Ausrichtung parallel zum Ionenstrahl beobachtet worden [180]. Auch bei senkrechtem Ioneneinfall sind die Resultate sehr widersprüchlich. Die unter vergleichbaren Bedingungen hergestellten Strukturen haben meist eine hexagonale Nahordnung [105, 106], mitunter ist diese aber nicht vorhanden [124, 125]. Wenn keine Ordnung vorhanden ist, sind die Strukturen dafür signifikant höher.¹

Aufgrund dieser Vielzahl von widersprüchlichen Ergebnissen ist es notwendig, eine gezielte Variation der Bestrahlungsparameter unter identischen experimentellen Bedingungen vorzunehmen, um die verschiedenen Ergebnisse einordnen und die Bildung der Nanostrukturen kontrollieren zu können. Durch Variation der Bestrahlungsparameter können Rippel, Punktstrukturen und geneigte Punktstrukturen auf Galliumantimonid hergestellt werden, wobei diese anschließend mit theoretischen Modellen verglichen werden können.

Dafür wird in diesem Kapitel zunächst die Zusammensetzung der oberflächennahen Schicht eines GaSb-Wafers betrachtet, um entscheiden zu können, ob es sich bei der amorphen Schicht auf den Punktstrukturen um ein natürliches Oxid oder ausschließlich um eine durch Ionenbestrahlung hervorgerufene Amorphisierung der Oberfläche handelt. Anschließend wird die Herstellung der Strukturen beschrieben, da die verwendeten Bestrahlungsparameter den Typ der sich bildenden Strukturen bestimmen. Eine Variation der Ionenenergie unter senkrechtem Ioneneinfall zeigt, wie sich die charakteristische Länge und die Ordnung verhalten, wobei die Sputtertiefe konstant gehalten wird. Dafür wird der Fluss² für höhere Energien reduziert, um thermisch bedingte Effekte zu vermeiden.

Für den Energiebereich von 700 eV bis 1200 eV wird der Fluss verdoppelt, um die Veränderung der hexagonalen Nahordnung und der Homogenität der Punktstrukturen bei einer erhöhten Temperatur zu untersuchen. Wenn die Punktstrukturen für den erhöhten Fluss keine hexagonale Nahordnung aufweisen, kann auf eine erhöhte Temperatur bei Le Roy *et al.* [124, 125] geschlossen werden. Anschließend wird für eine Energie von 500 eV der Fluss über eine Größenordnung variiert. Dabei werden sowohl die Höhe als auch die Ordnung der entstehenden Punktstrukturen untersucht. Die Verwendung dieser Ionenenergie erfolgt, da die Punktstrukturen bei einem niedrigen Fluss eine hohe hexagonale Nahordnung aufweisen, so dass der Einfluss des Flusses

¹ Die Aspektverhältnisse reichen von 1 [105, 106] bis etwa 3 [181].

² Anzahl der Ionen pro Zeit und Fläche

auf die Ordnung am deutlichsten zu erkennen ist. Dabei wird die Fluenz³ konstant gehalten. Eine Variation des Flusses um eine Größenordnung zeigt auch, ob die von Le Roy *et al.* [125] erhaltenen Gallium-Tropfen auf der Spitze der Punktstrukturen oder die abgeflachte Spitze der Punktstrukturen bei Kildemo *et al.* [182] beziehungsweise bei Nerbø *et al.* [181, 183] eine Folge des hohen Flusses sind. Ebenso kann betrachtet werden, ob das hohe Aspektverhältnis von 3 bei Nerbø *et al.* [181] oder die polykristalline Struktur bei Le Roy *et al.* [125] durch den Fluss verursacht worden sind.

Bei einer Ionenenergie von 500 eV, einem konstanten Fluss und einer konstanten Sputtertiefe wird im Anschluss der Ioneneinfallswinkel variiert. Die Abhängigkeit der sich bildenden Strukturen vom Ioneneinfallswinkel ermöglicht es, Rückschlüsse auf die Gültigkeit der theoretischen Modelle⁴ (Kontinuumsgleichungen sowie Abschattung nach Le Roy *et al.*) zu ziehen. Wenn sich bei schrägem Ioneneinfall geneigte Punktstrukturen bilden, können diese zum jetzigen Zeitpunkt nicht mit den Kontinuumsgleichungen beschrieben werden, wohingegen eine hexagonale Nahordnung für senkrechten Ioneneinfall nicht mit dem Modell von Le Roy *et al.* erklärt werden kann.

Nachdem in allen vorherigen Experimenten die Sputtertiefe konstant gehalten worden ist, wird diese im darauffolgenden Abschnitt variiert. Dabei werden weiterhin eine Ionenenergie von 500 eV und ein konstanter Fluss verwendet. Die Abhängigkeit der entstehenden Strukturen von der Sputtertiefe (und somit Fluenz) wird für senkrechten Ioneneinfall und für einen Ioneneinfallswinkel von 40° zur Oberflächennormalen untersucht und beschrieben. Die Verwendung gleicher Sputtertiefen für diese beiden Winkel ermöglicht einen direkten Vergleich der entstehenden Strukturen. Es werden der Anstieg der Ordnung, das Entstehen der charakteristischen Länge und die Entwicklung der Höhe der Punktstrukturen betrachtet. Abschließend werden die erhaltenen Ergebnisse mit den theoretischen Modellen verglichen.

3.1 Zusammensetzung der oberflächennahen Schicht eines Galliumantimonid-Wafers

Da die Oberfläche des Galliumantimonids vor dem Sputtern mit den Argonionen nicht behandelt worden ist, werden hier zunächst die Zusammensetzung der Oberfläche und die erwarteten Oxiddicken diskutiert. Aufgrund der Oxiddicken lässt sich entscheiden, ob der amorphe Bereich, der nach dem Sputtern zu erkennen ist, nur durch die Argonionen verursacht worden ist, oder ob es sich um ein neu gebildetes, natürliches Oxid handelt. Zudem kann so die beobachtete Anreicherung der einzelnen Komponenten (Ga [184] beziehungsweise Sb [185, 186]) besser beurteilt werden. Ein Wissen über die Zusammensetzung der oxidierten Oberfläche ermöglicht es zu beurteilen, welche Effekte durch die Ionenbestrahlung und welche durch den Oxidationsprozess verursacht worden sind.

3.1.1 Oxidation einer Galliumantimonid-Oberfläche

Der Wachstumsprozess eines Oberflächenoxids hängt von vielen verschiedenen Parametern ab. Diese sind unter anderem [187]:

- Stöchiometrie der Oberfläche

³ Anzahl der Ionen pro Fläche

⁴ siehe Abschnitt 2.3

- Bindungsenergie der Ausgangsverbindungen
- Bindungsenergie der Oxide
- Oxidationsrate der Elemente
- Diffusionsrate der Elemente durch das Oxid beziehungsweise Substrat
- Löslichkeit der Oxide ineinander
- Verdampfungsraten der Oxide und/oder der Elemente
- Reaktionen an den Grenzflächen des Festkörpers.

Aufgrund dieser Vielzahl von Parametern ist das Wachstum eines Oxidfilms für jedes Material unterschiedlich. In diesem Abschnitt wird die Oxidation einer Galliumantimonid-Oberfläche betrachtet. Diese läuft folgendermaßen ab [187]: Zunächst erfolgt eine Chemisorption des Sauerstoffs ($\text{O}_2 \rightarrow \text{O}_2^- \rightarrow \text{O}^- \rightarrow \text{O}^{2-}$). Der chemisorbierte Sauerstoff bewegt sich über die Oberfläche und findet eine stabile Umgebung. An dieser werden Bindungen mit den Oberflächenatomen eingegangen, während die Bindungen der Kristallstruktur des Substrats gebrochen werden. Anschließend wachsen die entstandenen Oxidinseln zusammen, bis die Oberfläche komplett bedeckt ist. Zur weiteren Oxidation diffundieren die Metalle zur Oberfläche beziehungsweise diffundiert der Sauerstoff durch das Oxid.

Um zu entscheiden, welche Reaktionen zwischen dem Substrat und dem Oxidfilm ablaufen können, wird ein Phasendiagramm benötigt. Ein ganz allgemeines Phasendiagramm ist in Abb. 3.1.1 dargestellt. Hierbei werden alle Equilibria als pseudobinär angenommen, das heißt, die Phasenbereiche bestehen aus einer Mischung der reinen Komponenten, und eine gegenseitige Vermischung der festen Komponenten wird ignoriert [188]. In dem hier gezeigten allgemeinen Phasendiagramm (nach [188]) schneiden sich einige Linien. Dabei kann aber nur eine dieser Linien stabil sein. Um abzuschätzen welche, wird die freie Enthalpie der jeweiligen Reaktionen dieser Schnittpunkte abgeschätzt. Dies ist in Tabelle 3.1.1 geschehen. Der untere Teil dieser Tabelle zeigt die jeweiligen Verbindungen und die freie Enthalpie, die für die Bildung eines Mols dieser Verbindung benötigt wird. Die letzte Spalte gibt die dazugehörige Unsicherheit an. Mit diesen Werten kann die Änderung der freien Enthalpie ΔG^0 der Reaktionsgleichungen der Punkte 1–3 aus Abb. 3.1.1 abgeschätzt werden. Dies ist im oberen Bereich der Tabelle geschehen. Alle angegebenen Werte für ΔG^0 sind negativ, das bedeutet, dass die Verbindungslinien zwischen den auf der jeweils rechten Seite angegebenen Verbindungen stabiler sind.

Das Phasendiagramm für Ga-Sb-O ist in Abb. 3.1.2 dargestellt (nach [188]). Dieses Phasendiagramm resultiert aus einer Kombination von Experimenten und thermodynamischen Berechnungen. Jetzt ist nur noch eine der sich schneidenden Linien eingezeichnet, da diese stabiler ist. Der gestrichelte Bereich ist noch nicht endgültig bestimmt. Da die Oxidschicht nur aus Sb_2O_3 und Ga_2O_3 besteht [188], ist dieser Bereich auch nicht von Interesse. Dieses Phasendiagramm kann dazu verwendet werden, die Zusammensetzung des Oxidfilms bei einer Oxidation nahe des Gleichgewichtszustandes zu beschreiben. Dabei wird eine gedachte Linie zwischen dem Sauerstoff und dem Substrat (also GaSb) gezogen. Bei einer Bewegung entlang dieser Linie in Richtung des Sauerstoffs werden verschiedene Schnittpunkte dieser Linie mit Linien innerhalb des Phasendiagramms erreicht. Bei einer Oxidation bilden sich dann die Verbindungen, die am Ende der geschnittenen Linien stehen. Eine Bewegung in Richtung des Sauerstoffs bedeutet dabei eine Bewegung in Richtung eines größeren chemischen Potentials. Dies kann zum Beispiel durch einen höheren Partialdruck des Sauerstoffs erreicht werden. Das Ergebnis dieser Überlegung ist in Abb. 3.1.3 dargestellt (nach [188]). Dabei ist links die Zusammensetzung des Oxidfilms für

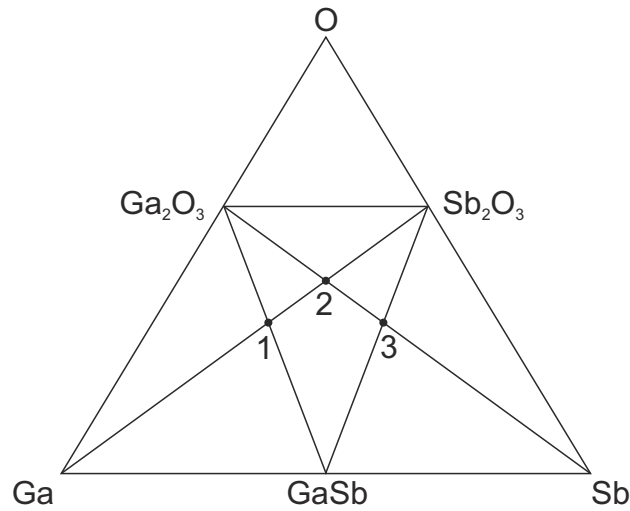


Abb. 3.1.1: Allgemeines Phasendiagramm von Ga-Sb-O mit Orten der Schnittpunktgleichungen, welche pseudobinäre Paare der Phasen verbinden. Nach [188].

Tab. 3.1.1: Reaktionsgleichungen zu den Punkten 1–3 aus Abb. 3.1.1. [188].

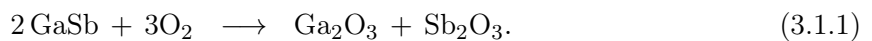
Schnittpunkt	Reaktionsgleichung	ΔG^0 / kcal	Summe der Fehler / kcal
1	$4 \text{ Ga} + \text{Sb}_2\text{O}_3 \longrightarrow 2 \text{ GaSb} + \text{Ga}_2\text{O}_3$	–105,7	± 14
2	$2 \text{ Ga} + \text{Sb}_2\text{O}_3 \longrightarrow 2 \text{ Sb} + \text{Ga}_2\text{O}_3$	–87,1	± 10
3	$2 \text{ GaSb} + \text{Sb}_2\text{O}_3 \longrightarrow 4 \text{ Sb} + \text{Ga}_2\text{O}_3$	–68,5	± 14

Verbindung	freie Bildungsenthalpie / (kcal/mol)	zugehöriger Fehler / (kcal/mol)
$\beta - \text{Ga}_2\text{O}_3$ (kubisch)	–238,6	$\pm 6,0$
GaSb (kubisch)	–9,3	$\pm 2,0$
Sb_2O_3 (kubisch)	–151,5	$\pm 4,0$

Referenz-Zustände: Ga (fest), Sb (fest), O_2 (gasförmig)

ein kleines chemisches Potential des Sauerstoffs und rechts für ein mittleres chemisches Potential des Sauerstoffs dargestellt. Weitere Schichten sind auch bei einem noch höheren chemischen Potential nicht beobachtet worden. Die Zahlen links beschreiben das molare Verhältnis der einzelnen Komponenten des Oxidfilms.

Neben diesen allgemeinen Aussagen über die Zusammensetzung des Oxidfilms sind auch die stattfindenden Reaktionen beschrieben worden [178, 189]:



Entsprechend dieser Reaktionsgleichung bildet sich also zunächst die gleiche Menge von Gallium- und Antimonoxid, wobei jeweils die gleiche Menge Sauerstoff an die beiden Elemente gebunden wird. Diese Oxidschicht ist im Gleichgewichtszustand nicht stabil, daher findet eine weitere

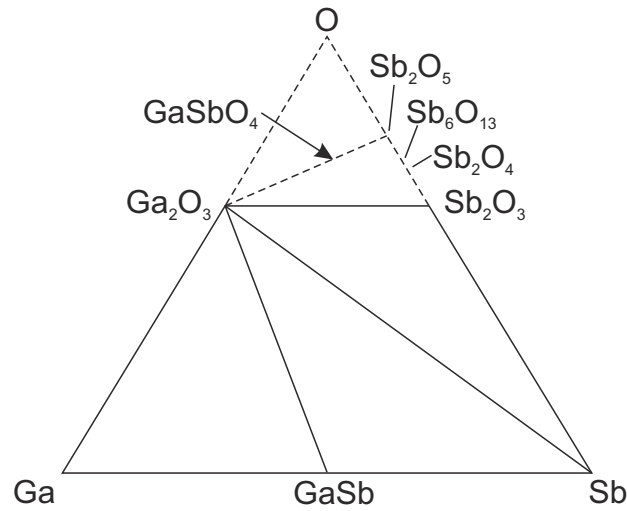


Abb. 3.1.2: Ternäres Phasendiagramm von Ga-Sb-O. Der obere gestrichelte Bereich ist noch nicht komplett bestimmt. Nach [188].

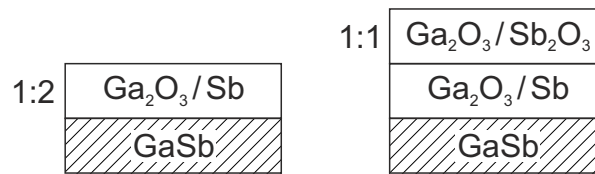
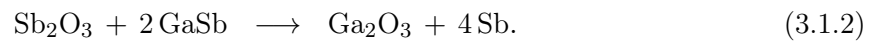


Abb. 3.1.3: Zusammensetzung des Oxidfilms auf GaSb bei kleinem (links) und größerem (rechts) chemischen Potential des Sauerstoffs. Nach [188].

Reaktion statt, die einen Teil des Sb_2O_3 zersetzt [178, 189]:



Hierbei handelt es sich um den einzigen Zustand, der im thermodynamischen Gleichgewicht mit GaSb existiert. Diese Reaktion läuft spontan auch bei Raumtemperatur ab. Eine der Luft ausgesetzte GaSb-Oberfläche bildet demnach Ga_2O_3 und Sb_2O_3 sowie elementares Sb [178, 187]. Dabei befindet sich das elementare Antimon unmittelbar an der Grenzfläche zum Substrat [187, 188]. Außer durch die Reaktionsgleichung 3.1.2 wird die Menge des vorhandenen Sb_2O_3 auch dadurch reduziert, dass ein Großteil aufgrund des hohen Dampfdrucks abdampft [190] beziehungsweise zunächst zur Oberfläche diffundiert und dann abdampft [191].

Die Zusammensetzung des Oxidfilms hängt nicht davon ab, ob das Oxid anodisch, elektrochemisch gewachsen [190], aufgrund von thermischer Oxidation entstanden [190, 191] oder sich natürlich durch die Lagerung an Luft gebildet hat [187]. Den beiden erstgenannten ist gemeinsam, dass direkt an der Oberfläche eine Anreicherung des Sb_2O_3 [190, 191] nachgewiesen worden ist, wohingegen beim natürlichen Oxid keine Aussage darüber gemacht worden ist.

Neben den künstlich gewachsenen Oxiden (thermisch oder elektrochemisch) kann beim natürlichen Oxid nicht nur die Zusammensetzung, sondern auch das Wachstum betrachtet werden. Dafür ist die Schichtdicke zu verschiedenen Zeitpunkten gemessen worden. Unmittelbar nach dem Ätzen beträgt sie $6,5 \text{ \AA}$, nach 30 min 19 \AA , nach einem Tag 26 \AA und nach drei Jahren 39 \AA [190].

Dabei wächst die Oxiddicke logarithmisch [187], das heißt, das Wachstum der Oxidschicht verlangsamt sich, aber es ist keine Sättigung beobachtet worden. Aufgrund des logarithmischen Wachstums der Oxiddicke folgt, dass die Begrenzung des Wachstums nicht durch das Brechen der Kristallbindungen oder durch die Diffusion erfolgt. Die Ursache ist vielmehr die Bildung von „voids“ und/oder eine Barriere an der Grenzfläche, die die Injektion von Elektronen in das Oxid verhindert [187]. Dabei werden die Elektronen für die Reduktion des Sauerstoffs benötigt [192].

3.1.2 Tiefenprofil einer GaSb-Oberfläche und Anreicherung der einzelnen Komponenten durch präferentielles Sputtern

Zur Bestimmung der Zusammensetzung einer unbehandelten Galliumantimonid-Oberfläche wird ein Tiefenprofil aufgenommen. Dabei erfolgt eine Auger-Elektronen-Spektroskopie-Messung, anschließend wird die Oberfläche mit Argonionen einer Energie von 3 keV gesputtert und eine erneute Auger-Elektronen-Spektroskopie-Messung vorgenommen. Das erhaltene Tiefenprofil ist in Abb. 3.1.4 dargestellt. Anhand des Tiefenprofils lässt sich der Verlauf der Zusammensetzung für Gallium (Ga), Antimon (Sb), Kohlenstoff (C) und Sauerstoff (O) verfolgen. So ist zunächst eine Anreicherung von Kohlenstoff an der Oberfläche zu erkennen. Direkt darunter befindet sich dann ein Sauerstoffpeak, der den oxidierten Bereich beschreibt. Der Sauerstoffpeak hat sein Maximum bei einem lokalen Gallium-Maximum, wohingegen das Antimon dort ein Minimum besitzt. Mit einer weiter steigenden Sputterzeit nimmt die Antimonkonzentration zunächst stark zu, während die Galliumkonzentration nur langsam ansteigt. Für Sputterzeiten von größer als 380 s ist die Galliumkonzentration dann größer als die Antimonkonzentration, wobei letztgenannte ab einer Sputterzeit von 200 s wieder langsam bis auf 48 % abfällt. Weiterhin ist eine Anreicherung von Antimon an der Oberfläche zu erkennen. Hierbei handelt es sich um das zur Oberfläche diffundierte Sb_2O_3 (wie in Abschnitt 3.1.1 auf Seite 41 beschrieben), wobei diese Anreicherung auch bei thermisch und elektrochemisch gewachsenen Oxiden beobachtet worden ist (siehe Seite 41). Außerdem wird im Bereich zwischen 100 s und 380 s ein Überschuss an Antimon gemessen. Dies ist auf die Anreicherung von elementarem Antimon an der Grenzfläche sowie die Reduktion des Galliums durch die Reaktionsgleichung 3.1.2 zurückzuführen. Für Sputterzeiten von mehr als 400 s wird ein Gleichgewichtszustand erreicht, wobei ein Überschuss an Gallium vorhanden ist. Dies weist auf ein präferentielles Sputtern von Antimon hin. Die Koeffizienten

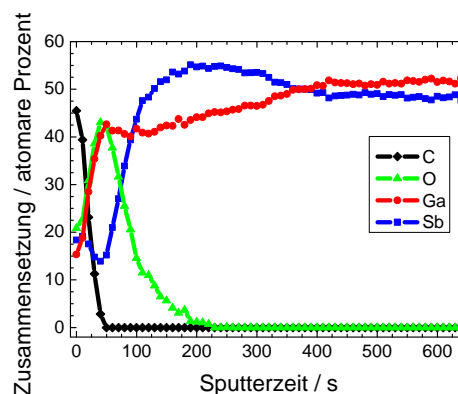


Abb. 3.1.4: Auger-Elektronen-Spektroskopie-Tiefenprofil einer unbehandelten GaSb-Oberfläche mit einem natürlichen Oxid.

des präferentiellen Sputterns während der Bestrahlung einer Galliumantimonid-Oberfläche mit Argonionen einer Energie von 2 keV sind in Tabelle 3.1.2 dargestellt (nach [190]).

Das gemessene Tiefenprofil entspricht demnach dem erwarteten Profil einer oxidierten Galliumantimonid-Oberfläche, wie sie im vorangegangenen Abschnitt beschrieben worden ist. Zudem tritt im Sputtergleichgewicht eine Anreicherung von Gallium an der jeweiligen Oberfläche auf. Da die Herstellung der Punktstrukturen auf Galliumantimonid durch die Bestrahlung mit Argonionen im Energiebereich von 150 eV bis 1200 eV erfolgt ist, ist dort ebenfalls eine Anreicherung von Gallium an der Oberfläche vorhanden.

Aufgrund der starken Änderung der chemischen Zusammensetzung einer Galliumantimonid-Oberfläche durch die Oxidation ist es nicht möglich, ex-situ eine Anreicherung der einzelnen Komponenten zu messen. Die Hauptursache dafür ist die schnelle Bildung einer Oxidschicht, die nach 30 min schon eine Dicke von 19 Å aufweist [190]. Bei der amorphen Schicht auf den Punktstrukturen handelt es sich also nicht nur um durch die Ionenbestrahlung amorphisierte Bereiche, sondern auch um das Oxid. Daher ist die Dicke dieser amorphen Schicht für die niedrigen Energien höher als die von TRIM [152] angegebene mittlere Eindringtiefe der Ionen (siehe Abb. 3.3.1 im Abschnitt 3.3). Die Dicke der Schicht beträgt 3 nm (siehe Seite 48), was mit der Oxiddicke für einen Tag übereinstimmt.

Tab. 3.1.2: Koeffizienten für präferentielles Sputtern von GaSb. Nach [190].

Elemente	Koeffizienten
Sb/Ga	1,08
O/Ga	1,0
O/Sb	1,2

3.2 Herstellung der Strukturen

Als Substrat wird einseitig poliertes „epiready“ Galliumantimonid verwendet. Dieses hat eine (100)-Orientierung und ist mit Tellur n-dotiert. Die Dicke des Wafers beträgt 450 µm. Eine Vorbehandlung des Substrats erfolgt nicht, so dass sich auf dem Galliumantimonid ein natürliches Oxid befindet. Da die Kristallorientierung des Substrats die Entstehung oder Form der Punktstrukturen nicht beeinflusst [116], wird keine weitere Substratorientierung genutzt. Die Bestrahlung erfolgt mit Argonionen (Ar^+), wobei eine Kaufmanquelle [193] verwendet wird. Das Filament der Kaufmanquelle emittiert Elektronen, welche die in der Plasmakammer befindlichen Argonatome durch Stoßprozesse ionisieren, wodurch ein Plasma entsteht. Aus diesem werden mittels Gittern, an welchen Spannungen anliegen, Ionen extrahiert und beschleunigt. Die so beschleunigten Ionen treffen auf die Oberfläche des Wafers. Der Strahldurchmesser ist in der Größenordnung von einigen Zentimetern und damit größer als die verwendeten Waferstücke. Die Energie der Argonionen wird zwischen 150 eV und 1200 eV variiert. Während des Sputterns wird die Probe mit einer Kupfermaske auf dem Probenhalter fixiert, um eine bessere Wärmeleitfähigkeit zu gewährleisten. Dabei erfolgt eine Kühlung mit einem Wasser-Glykol-Gemisch, welches eine Temperatur von 0 °C hat. Der Druck während des Sputterns beträgt 2×10^{-4} mbar, wobei der Basisdruck der Kammer bei 10^{-8} mbar liegt. Der Winkel zwischen dem Ionenstrahl und der Probenoberfläche kann beliebig variiert werden, wobei in der hier vorliegenden Arbeit Winkel zwischen 0° und 80° zur Probennormale verwendet werden.

Die Rasterelektronenmikroskopie-Aufnahmen (REM-Aufnahmen) der so erhaltenen Strukturen werden mit einem Zeiss NVision 40 CrossBeam[®] vorgenommen. An diesem Gerät ist auch die Präparation aller Lamellen für das Transmissionselektronenmikroskop (TEM) mittels fokussiertem Gallium-Ionenstrahl (focused ion beam, FIB), wie in Abschnitt 2.6 beschrieben, erfolgt. Dabei muss im Gegensatz zu Siliziumsubstraten ein niedrigerer Strom⁵ für die größte Struktur verwendet werden. Um die Redeposition zu verringern, wird diese zudem im „deposition mode“⁶ geschnitten, da die Lamelle ansonsten nicht entnommen werden kann. Die Untersuchung der mit dem FIB hergestellten TEM-Lamellen ist mit einem Titan 80-300 der Firma FEI erfolgt, welches einen Bildkorrektor zur Minimierung sphärischer Linsenfehler besitzt. Die verwendete Beschleunigungsspannung der Elektronen im TEM beträgt 300 kV.

3.3 Änderungen der Punktstrukturen mit der Energie

In diesem Abschnitt wird die Abhängigkeit der Punktstrukturen von der Energie der Argonionen bei senkrechtem Ioneneinfall untersucht. Dafür werden zunächst die mittlere Eindringtiefe und die Sputterausbeute der Argonionen mittels TRIM [152] bestimmt. Davon ausgehend werden die Fluenzen für die verschiedenen Energien festgelegt und dann die erhaltenen Punktstrukturen analysiert.

Zur Bestimmung der mittleren Eindringtiefe der Argonionen in das GaSb wird eine Simulation mit TRIM [152] vorgenommen. Dabei wird, wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, von einem amorphen Festkörper ausgegangen. Die zur Simulation verwendete Dichte von GaSb beträgt $5,617 \text{ g/cm}^3$ [194], die Masse von Gallium $m_{\text{Ga}} = 69,72 \text{ u}$ und die Masse von Antimon $m_{\text{Sb}} = 121,75 \text{ u}$. Als Oberflächenbindungsenergie für Gallium werden $2,82 \text{ eV}$ und für Antimon $2,72 \text{ eV}$ verwendet. Für die Gitterbindungsenergie werden je 3 eV gewählt, während die benötigte Energie zur Verschiebung eines Atoms („displacement energy“) auf 25 eV gesetzt wird. Als Ion wird Argon verwendet, wobei der Winkel 0° zur Oberflächennormalen beträgt. Die simulierte mittlere Eindringtiefe der Argonionen in das Galliumantimonid ist für Energien zwischen 100 eV und 1200 eV in Abb. 3.3.1 dargestellt. Dabei steigt die mittlere Eindringtiefe von $1,0 \text{ nm}$ für 100 eV bis auf $3,4 \text{ nm}$ für 1200 eV an. Die mittlere Eindringtiefe der Argonionen gibt die minimal erwartete Dicke der amorphen Schicht wieder. Für Energien unterhalb von 1000 eV wäre die minimale Dicke der amorphen Schicht, die durch die Bestrahlung mit den Argonionen induziert wird, kleiner als $3,0 \text{ nm}$. Experimentell ist aber auch für eine Energie von 150 eV eine Dicke von 3 nm bestimmt worden. Dies resultiert aus einer Oxidschicht, die sich wie in Abschnitt 3.1 beschrieben gebildet hat. Dabei stimmt auch die Dicke des amorphen Bereichs mit der erwarteten Oxiddicke von 26 \AA nach einem Tag überein [190].

Um die Energieabhängigkeit der Musterbildung bei senkrechtem Einfall der Argonionen zu untersuchen, wird die Sputtertiefe konstant gehalten. Dabei wird sie ausreichend groß gewählt, damit eine Sättigung der RMS-Rauigkeit erreicht wird [113]. Das bedeutet, dass sich auch die Höhe der Punktstrukturen nicht mehr ändert. Die berechnete Sputtertiefe in Abhängigkeit der Ionenenergie ist in Tabelle 3.3.1 dargestellt, wobei die Sputterausbeute mittels TRIM [152] bestimmt wird. Dabei handelt es sich um dieselbe Simulation, die auch die Eindringtiefe der Ionen in das Substrat beschrieben hat. Die Berechnung der Sputterausbeuten mittels TRIM hat einige Begrenzungen, wie zum Beispiel die Annahme einer glatten Oberfläche (siehe Abschnitt 2.2). Weiterhin ist in Tabelle 3.3.1 die um den Faktor 3,5 angepasste Fluenz, die benötigt wird, um

⁵ $6,5 \text{ nA}$ statt 13 nA

⁶ statt „mill for depth“

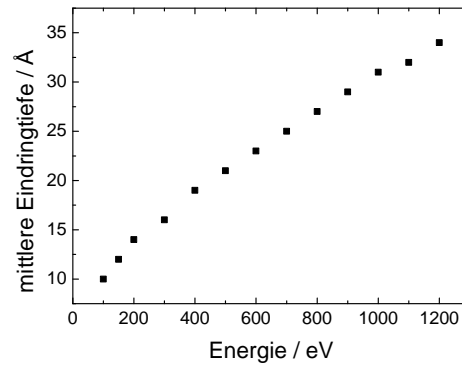


Abb. 3.3.1: Energieabhängigkeit der mittleren Eindringtiefe der Argonionen in GaSb bei senkrechtem Ioneneinfall, simuliert mit TRIM [152]. Die verwendeten Parameter sind im Text ausführlich erläutert.

Tab. 3.3.1: Sputtertiefen für verschiedene Energien der Argonionen bei senkrechtem Ioneneinfall auf GaSb. Die Sputterausbeuten sind mit TRIM simuliert.

Energie / eV	Fluenz / (Ionen/cm ²)	Sputterausbeute / (Atome/Ion)	Sputtertiefe / nm
150	$3,42 \times 10^{18}$	0,68	1307
200	$2,74 \times 10^{18}$	0,84	1306
300	$2,06 \times 10^{18}$	1,12	1309
400	$1,72 \times 10^{18}$	1,34	1308
500	$1,50 \times 10^{18}$	1,54	1308
600	$1,36 \times 10^{18}$	1,70	1310
700	$1,25 \times 10^{18}$	1,85	1308
800	$1,15 \times 10^{18}$	2,01	1305
900	$1,09 \times 10^{18}$	2,12	1305
1000	$1,04 \times 10^{18}$	2,22	1306
1100	$1,00 \times 10^{18}$	2,31	1305
1200	$9,59 \times 10^{17}$	2,41	1308

eine konstante Sputtertiefe von 1,3 µm zu erreichen, angegeben.

Die Abhängigkeit der Sputterausbeute von der Ionenenergie ist in Abb. 3.3.2 noch einmal dargestellt. Es fällt besonders die starke Änderung bei kleinen Energien auf. So steigt die Sputterausbeute zwischen 100 eV und 300 eV um 0,65 Atome/Ion an, während zwischen 1000 eV und 1200 eV die Steigerung weniger als ein Drittel dieses Wertes beträgt (0,19 Atome/Ion). Weiterhin ist zu erkennen, dass die Sputterausbeute für Gallium größer als für Antimon ist, wobei dieser Unterschied mit steigender Energie größer wird. Ein Vergleich mit den experimentellen Befunden zeigt, dass eine Anreicherung von Gallium an der Oberfläche gemessen wird. Daher sind bei der Betrachtung der unterschiedlichen Sputterausbeuten die Näherungen, die TRIM macht, zu berücksichtigen. So findet durch die unterschiedlichen Sputterausbeuten für Gallium und Antimon eine Anreicherung der weniger stark gesputterten Komponente an der Oberfläche statt. Dadurch verringert sich die Wahrscheinlichkeit, dass die Komponente mit der höheren Sput-

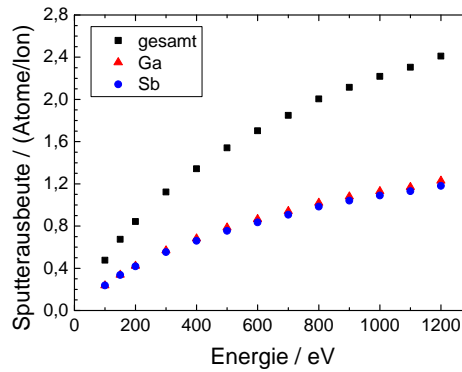


Abb. 3.3.2: Sputterausbeute in Abhängigkeit der Energie der Argonionen bei senkrechtem Ioneneinfall auf GaSb, simuliert mit TRIM [152]. Die gesamte Sputterausbeute ergibt sich als Summe der Sputterausbeuten von Gallium und Antimon. Die zur Simulation verwendeten Parameter befinden sich im Text.

terausbeute gesputtert wird. Diese Anreicherung wird in TRIM nicht berücksichtigt. Weiterhin wird die Sputterausbeute durch die Oberflächenbindungsenergie bestimmt, welche in TRIM aus der Sublimationswärme der Festkörper berechnet wird. Die weiteren Einschränkungen zur Berechnung der Sputterausbeute mit TRIM sind in Abschnitt 2.2 beschrieben.

Zur Untersuchung der Energieabhängigkeit wird die Energie der Argonionen zwischen 150 eV und 1200 eV variiert. Dabei wird der Fluss mit steigender Energie reduziert, um eine Temperaturerhöhung des Substrats aufgrund der höheren eingebrachten Leistung zu vermeiden. Daher wird ein Fluss zwischen 1×10^{14} Ionen/(cm² s) und 5×10^{14} Ionen/(cm² s) verwendet.⁷ Die Probenpräparation erfolgt wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, wobei der Winkel der Argonionen 0° zur Oberflächennormalen des Substrats beträgt.

In Abb. 3.3.3 sind Rasterelektronenmikroskopie-Aufnahmen (REM-Aufnahmen) der erhaltenen Punktstrukturen für vier verschiedene Energien zwischen 150 eV und 1200 eV dargestellt. Dabei beträgt die Bildbreite jeweils 1 µm. Mit steigender Ionenenergie steigt die Größe der Punktstrukturen an. Für die beiden mittleren Energien von 400 eV und 900 eV ist eine weitreichende hexagonale Ordnung über mehrere 100 nm vorhanden. Zwischen den einzelnen geordneten Domänen befinden sich Punktdefekte. Dabei handelt es sich hauptsächlich um eine fehlende Punktstruktur mit sechs nächsten Nachbarn, eine Punktstruktur mit fünf oder sieben nächsten Nachbarn oder eine fehlende Punktstruktur mit sieben nächsten Nachbarn [172].

Die Ordnung wird durch die Anzahl der Defekte bestimmt. Ein defektfreier Bereich hat perfekt hexagonal geordnete Punktstrukturen, während mit steigender Anzahl der Defekte die Ordnung sinkt. Die Bestimmung der Größe der Punktstrukturen erfolgt über die charakteristische Länge. Dabei handelt es sich um den Peak-zu-Peak-Abstand der Punktstrukturen, welcher mittels radialer Paarkorrelationsfunktion bestimmt wird. Dazu wird der erste Peak mit einer Gaußverteilung gefittet. Der Mittelwert dieser Gaußverteilung entspricht der charakteristischen Länge und die Standardabweichung dieser Gaußverteilung gibt den dazugehörigen Fehler an (siehe Abschnitt 2.4). Für die mit einer Energie von 150 eV gesputterten Punktstrukturen beträgt die charakteristische Länge $(27,0 \pm 4,5)$ nm, während sie für 1200 eV einen Wert von $(67,8 \pm 13,1)$ nm annimmt. Eine genauere Auswertung ist in Abb. 3.3.5a dargestellt.

⁷ Das Resultat eines höheren Flusses ist in Abschnitt 3.4 noch einmal separat untersucht worden.

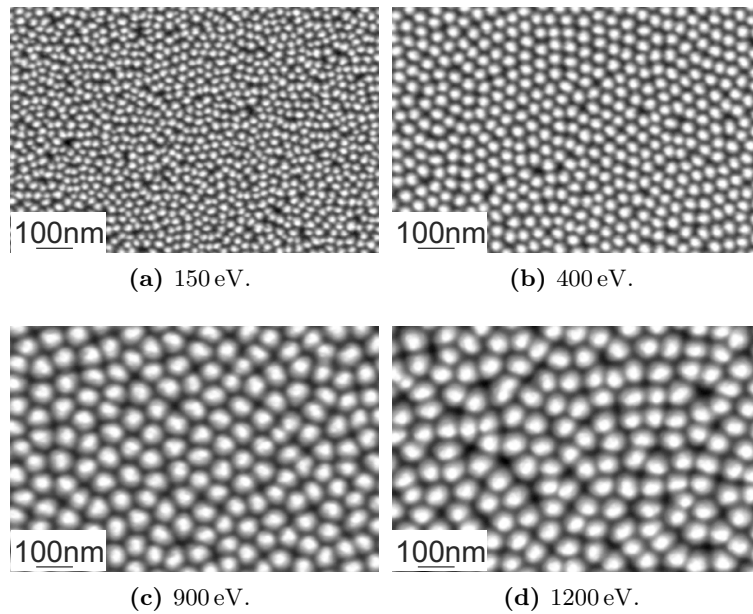


Abb. 3.3.3: REM-Aufnahmen der Punktstrukturen auf GaSb bei senkrechtem Einfall der Argonionen und einer Sputtertiefe von 1,3 μm . Die Ionenenergie beträgt zwischen 150 eV und 1200 eV, und die Bildbreite je 1 μm .

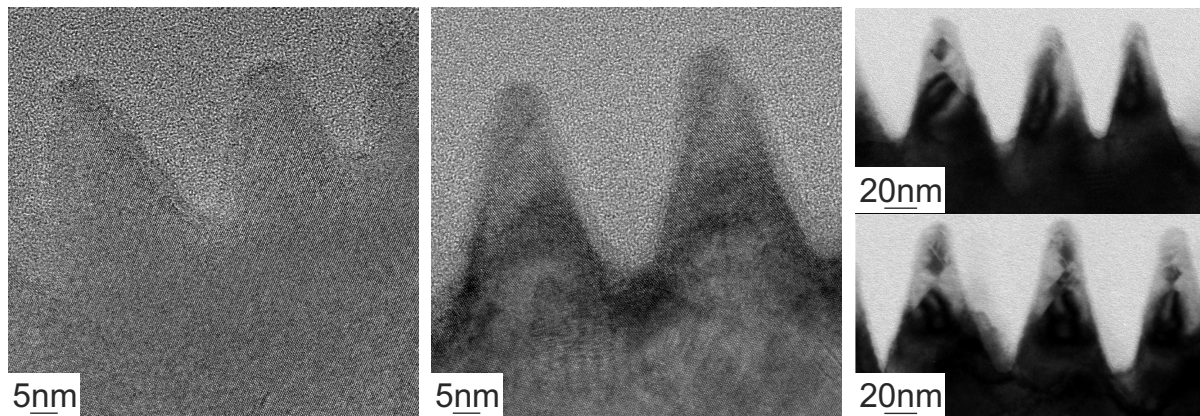
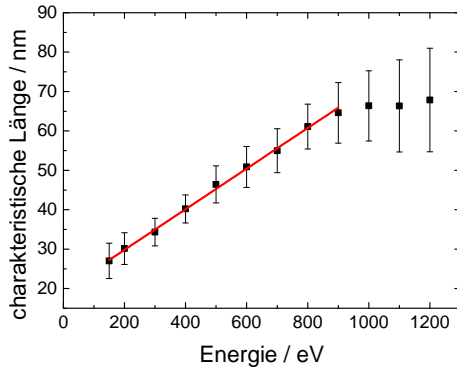
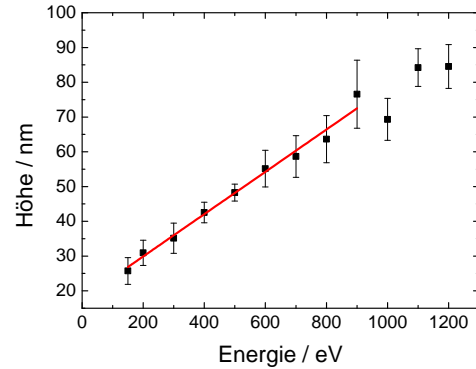


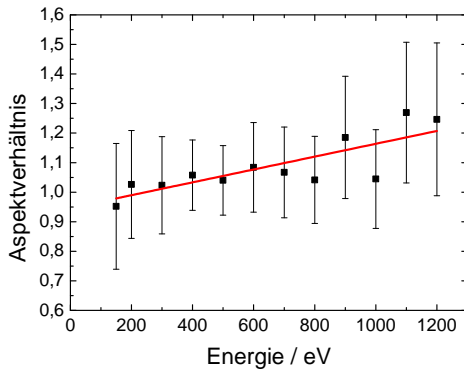
Abb. 3.3.4: TEM-Aufnahmen der Energieabhängigkeit der in Abb. 3.3.3 dargestellten Punktstrukturen auf GaSb. Die Energie der senkrecht auftreffenden Ar^+ -Ionen beträgt links 150 eV, in der Mitte 400 eV, oben rechts 900 eV und unten rechts 1200 eV, und die Sputtertiefe jeweils 1,3 μm .



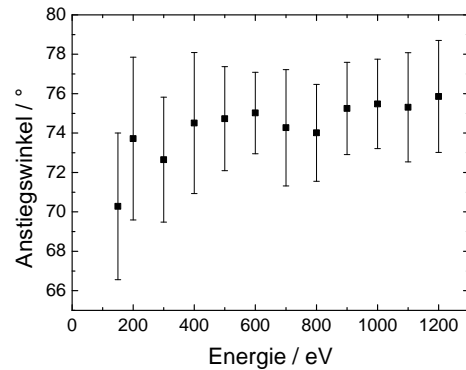
(a) Abhängigkeit der charakteristischen Länge.



(b) Abhängigkeit der Höhe.



(c) Abhängigkeit des Aspektverhältnisses.



(d) Abhängigkeit des Anstiegswinkels.

Abb. 3.3.5: Abhängigkeit der charakteristischen Länge (a), der Höhe (b), des Aspektverhältnisses (c) und des Anstiegswinkels (d) von der Ionenenergie der senkrecht auf das GaSb auftreffenden Argonionen für einen niedrigen Fluss. Die Sputtertiefe beträgt 1,3 μm .

Um Informationen über die Höhe und die Struktur der Punktstrukturen zu erhalten, werden diese mittels TEM untersucht. Dies ist in Abb. 3.3.4 dargestellt, wobei sich links die mit 150 eV, in der Mitte die mit 400 eV, oben rechts die mit 900 eV und unten rechts die mit 1200 eV hergestellten Strukturen befinden. Bei den beiden hochauflösenden Aufnahmen (von 150 eV und 400 eV) ist die einkristalline Struktur der Punktstrukturen zu erkennen. Hierbei ist kein Unterschied beziehungsweise Übergang zwischen den Punktstrukturen und dem Substrat zu erkennen, das heißt, beide haben die gleiche Kristallorientierung. Oberhalb des kristallinen Bereichs befindet sich ein weiterer Bereich ohne Netzebenen, der perfekt der kristallinen Struktur des GaSb folgt. Dabei handelt es sich um die durch die Argonionen amorphisierte oberflächennahe Schicht sowie um das natürliche Oxid, wobei die Schichtdicke etwa 3 nm beträgt. Dies ist in Übereinstimmung mit der Oxiddicke für einen Tag [190].

Die Abhängigkeit der charakteristischen Länge und der Höhe der Punktstrukturen von der Ionenenergie der senkrecht auftreffenden Argonionen für den Energiebereich von 150 eV bis 1200 eV ist in Abb. 3.3.5 dargestellt. Im Bereich von 150 eV bis 900 eV steigt die charakteristische Länge linear von $(27,0 \pm 4,5)$ nm bis $(64,6 \pm 7,7)$ nm an, während sie danach bei diesem

Wert sättigt (Abb. 3.3.5a). Für größer werdende Energien erhöht sich nur noch der Fehler. Da die charakteristische Länge als Peak-zu-Peak-Abstand der Punktstrukturen definiert ist, führt eine Abweichung von der hexagonalen Nahordnung zu einer Verbreiterung der Gaußverteilung. Der verwendete Fehler ist die Standardabweichung dieser Gaußverteilung, so dass eine sinkende Ordnung zu einem größeren Fehler führt. Dies ist in Abb. 3.4.4e dargestellt. Der Anstieg der charakteristischen Länge mit der Energie stimmt mit den Ergebnissen von Plantevin *et al.* überein, wobei von Plantevin *et al.* kleinere charakteristische Längen gemessen worden sind [195].⁸ Ebenso ist von Facsko *et al.* [117] ein Anstieg der charakteristischen Länge mit der Ionenenergie beobachtet worden. Für Energien oberhalb von 1100 eV ist der von Facsko *et al.* gemessene Anstieg der charakteristischen Länge sehr klein und könnte innerhalb der Messunsicherheit eine Sättigung erreicht haben. Im Gegensatz zu den Resultaten von Plantevin *et al.* stimmen die von Facsko *et al.* erhaltenen charakteristischen Längen mit den hier gemessenen überein, obwohl beide GaSb mit Ar⁺-Ionen bestrahlt haben.

Ein Vergleich mit der Abhängigkeit der Höhe der Punktstrukturen von der Ionenenergie zeigt, dass auch diese im Bereich von 150 eV bis 900 eV linear ansteigt, während sie danach sättigt (Abb. 3.3.5b). Dies ist schematisch durch die eingezeichnete rote Linie dargestellt. Es handelt sich hierbei um die Höhen der in Abb. 3.3.5a ausgewerteten Strukturen. Dabei beträgt die Höhe $(25,7 \pm 3,8)$ nm für 150 eV und $(76,6 \pm 9,8)$ nm für 900 eV.⁹ Auffällig ist, dass die Höhe für 1000 eV etwas niedriger als der Trend ist. Diese Abweichung ist nicht in der charakteristischen Länge zu sehen und weist auf die statistische Natur der Strukturbildung hin.¹⁰ Im Gegensatz zur charakteristischen Länge wird bei der Höhe der Fehler mit steigender Energie nicht größer, da bei der Auswertung der Höhe die Ordnung der Punktstrukturen keinen Einfluss hat. Ein Anstieg der Höhe und der charakteristischen Länge der Punktstrukturen mit der Ionenenergie ist auch von Frost *et al.* beobachtet worden [106]. Neben diesen Resultaten sind von Nerbø *et al.* gänzlich andere Punktstrukturen hergestellt worden [183]. Bei einer Ionenenergie von 300 eV und einer Fluenz von $1,9 \times 10^{17}$ Ionen/cm² besitzen diese eine Höhe von circa 80 nm und weisen keine hexagonale Ordnung auf. Damit ist die Höhe etwa 2,5-mal so hoch wie die hier bei einer höheren Fluenz erhaltene. Zudem sind die Punktstrukturen oben abgeflacht [183].

Das Aspektverhältnis¹¹ der Punktstrukturen erhöht sich mit steigender Ionenenergie von 0,95 auf 1,25 (Abb. 3.3.5c). Durch den ähnlichen Verlauf der beiden Graphen für Höhe und charakteristische Länge müsste die Sättigung wieder bei 900 eV beginnen. Dies ist aufgrund des Fehlers des Aspektverhältnisses, welcher zwischen 0,12 und 0,26 liegt, nicht zu erkennen. Die eingezeichnete rote Linie zeigt dabei die steigende Tendenz und soll nicht auf einen linearen Anstieg hinweisen. Hierbei wird der Wert für 1000 eV nicht berücksichtigt, da dort die Höhe etwas niedriger ist. Eine Änderung des Aspektverhältnisses lässt sich auch an einer Veränderung des Anstiegswinkels der Punktstrukturen erkennen. Dabei wird in einer TEM-Aufnahme der Winkel zwischen der Punktstruktur und dem Substrat bestimmt, wie es in Abschnitt 2.5 beschrieben ist. Die Veränderung des Anstiegswinkels in Abhängigkeit der Energie der Argonionen ist in Abb. 3.3.5d gezeigt. Wie schon das Aspektverhältnis erhöht sich der Anstiegswinkel mit steigender Energie, bis er bei 74,7° sättigt.¹²

⁸ 23 nm statt $(34,3 \pm 3,5)$ nm für 300 eV; 35 nm statt $(55,0 \pm 5,6)$ nm für 700 eV; 55 nm statt $(67,8 \pm 13,1)$ nm für 1200 eV

⁹ Die Bestimmung der Höhe erfolgt wie in Abschnitt 2.5 beschrieben.

¹⁰ Die Abhängigkeit der Höhe wird in Abschnitt 3.4 noch genauer für 500 eV untersucht.

¹¹ Das Aspektverhältnis ist als Quotient aus Höhe und charakteristischer Länge der Punktstrukturen definiert.

¹² Zur Bestimmung dieses Sättigungswinkels wird über die jeweiligen Anstiegswinkel des Energiebereichs von 700 eV bis 1200 eV arithmetisch gemittelt.

3.4 Änderungen der Punktstrukturen mit dem Fluss

Um den Einfluss der Ionenenergie separat zu betrachten und eine Erhöhung der Temperatur zu vermeiden, ist im vorangegangenen Abschnitt der Fluss mit steigender Ionenenergie reduziert worden. Die Temperatur steigt dabei für die höheren Energien stärker an, da die eingebrachte Leistung mit der Ionenenergie skaliert. Daher wird in diesem Abschnitt der Fluss für den oberen Energiebereich von 700 eV bis 1200 eV verdoppelt, wobei die Sputtertiefe konstant bleibt. Anschließend wird der Fluss für eine Ionenenergie von 500 eV über eine Größenordnung variiert. Die Verwendung dieser niedrigen Energie erfolgt aufgrund der geringeren Temperaturerhöhung, wodurch sich der Einfluss des Flusses auf die Punktstrukturen betrachten lässt.

3.4.1 Verdopplung des Flusses für den Energiebereich von 700 eV bis 1200 eV

Die nach einer Verdopplung des Flusses entstehenden Punktstrukturen (Abb. 3.4.1) werden zunächst qualitativ und danach quantitativ bezüglich charakteristischer Länge und Höhe ausgewertet. In der oberen Reihe ist jeweils der niedrige und in der unteren Reihe der dazugehörige hohe Fluss dargestellt.¹³ Dabei beträgt die Bildbreite für alle REM-Aufnahmen 1 μm . Die Sputtertiefe beträgt weiterhin 1,3 μm , das heißt, eine Verdopplung des Flusses führt zu einer Halbierung der Sputterzeit. Bei den Punktstrukturen, die mit dem niedrigeren Fluss hergestellt worden

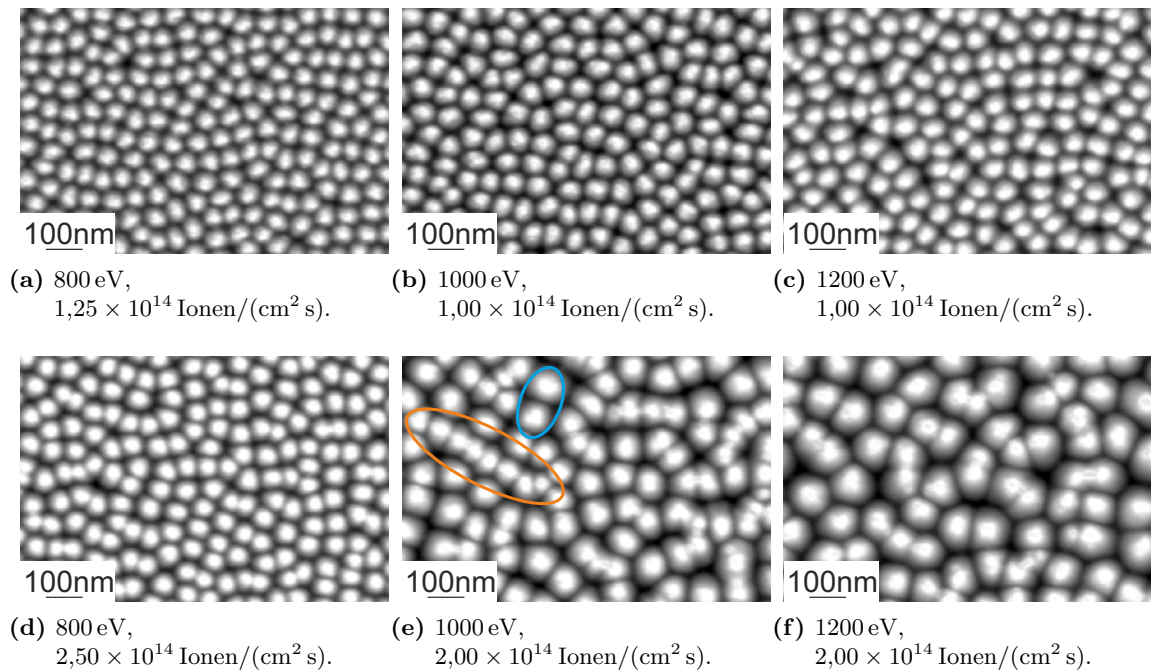


Abb. 3.4.1: REM-Aufnahmen für verschiedene Flüsse. Die Energie der senkrecht auf das GaSb auftreffenden Ar⁺-Ionen beträgt zwischen 800 eV und 1200 eV. Dabei ist für (a)–(c) ein niedriger Fluss und für (d)–(f) der doppelte Fluss verwendet worden, wobei die Sputtertiefe je 1,3 μm ist. Die Bildbreite beträgt 1 μm .

¹³ Dabei sind alle hier verwendeten Flüsse außer dem hohen Fluss bei 700 eV immer noch kleiner als der kleinste verwendete Fluss für die Untersuchung der Flussabhängigkeit bei 500 eV in Abschnitt 3.4.2.

sind, handelt es sich um die im vorangegangenen Abschnitt betrachteten Strukturen. Wie dort schon beschrieben ist, verändert sich die Größe der Punktstrukturen in diesem Energiebereich kaum noch, da ab 900 eV die Sättigung eintritt. Eine Verdopplung des Flusses hat für 800 eV (Abb. 3.4.1d im Vergleich zu Abb. 3.4.1a) nur einen minimalen Einfluss. Die charakteristische Länge bleibt erhalten (vergleiche Tabelle 3.4.1), während die Ordnung der Strukturen sinkt. Bei größer werdenden Energien steigt die charakteristische Länge der Punktstrukturen an, und es wird im Gegensatz zum niedrigen Fluss keine Sättigung erreicht. Weiterhin ist keine hexagonale Nahordnung zu erkennen. Eine genauere Betrachtung dieser REM-Aufnahmen zeigt, dass zwei charakteristische Längen auftreten. Dies ist schematisch in Abb. 3.4.1e dargestellt. In der orangefarbenen Ellipse sind die Punktstrukturen wie auf einer Kette aufgereiht, was zu einem kleineren Abstand führt. Senkrecht zu diesen Ketten, welche eine beliebige Orientierung auf der Probenoberfläche haben, sind die Abstände signifikant größer, was in der hellblauen Ellipse zu erkennen ist. Insgesamt sind die mit hohem Fluss hergestellten Strukturen deutlich größer, was besonders für die beiden höheren Energien auffällt.

Neben der Erhöhung der charakteristischen Länge wird auch eine Veränderung der Höhe für die mit hohem Fluss hergestellten Strukturen mittels TEM gemessen.¹⁴ In Abb. 3.4.2 ist dazu jeweils eine REM-Aufnahme für einen Fluss von 1×10^{14} Ionen/(cm² s) (Abb. 3.4.2a) und einen Fluss von 2×10^{14} Ionen/(cm² s) (Abb. 3.4.2b) gezeigt. Die Energie der senkrecht auftreffenden Argonionen beträgt in beiden Fällen 1100 eV und die Sputtertiefe 1,3 µm. Wie schon in Abb. 3.4.1 gesehen, bilden sich für die hohen Flüsse Ketten und es ist keine hexagonale Ordnung zu erkennen. Ebenso weisen die Punktstrukturen eine signifikant größere charakteristische Länge auf. Darunter ist eine zugehörige TEM-Aufnahme dargestellt. Beim niedrigen Fluss (Abb. 3.4.2c) sind die Punktstrukturen gleich groß, während sie beim hohen Fluss (Abb. 3.4.2d) eine unterschiedliche Höhe haben. Zudem sind die Punktstrukturen für den hohen Fluss deutlich höher.¹⁵

Zur Bestimmung der charakteristischen Länge wird wieder die Paarkorrelationsfunktion genutzt (Abb. 3.4.3). So ist in Abb. 3.4.3a die Paarkorrelationsfunktion für den niedrigen Fluss und in Abb. 3.4.3b die für den hohen Fluss dargestellt. Dabei werden die in Abb. 3.4.2 gezeigten Strukturen ausgewertet, wobei ein größerer Bildausschnitt betrachtet wird, um die Anzahl der Punktstrukturen im zu untersuchenden Bereich zu erhöhen. Bei einem Fluss von 1×10^{14} Ionen/(cm² s) ist ein Peak zu erkennen (Abb. 3.4.3a).¹⁶ Dieser ist durch den roten Pfeil markiert und wird mit einer Gaußverteilung gefittet. Dabei ergibt sich eine charakteristische Länge von $(66,4 \pm 11,7)$ nm. Eine Betrachtung der Paarkorrelationsfunktion für einen Fluss von 2×10^{14} Ionen/(cm² s) zeigt zwei Peaks, die wieder durch die roten Pfeile markiert sind (Abb. 3.4.3b). Ein Vergleich mit den REM-Aufnahmen ergibt, dass es sich um die beiden charakteristischen Längen handelt. Die kleinere ist dabei entlang der Ketten und beträgt $(66,4 \pm 12,7)$ nm, während die größere $(107,0 \pm 19,2)$ nm ist. Da es sich dabei nicht um eine höhere Fernordnung, sondern um eine zweite charakteristische Länge handelt, müssen beide gleichwertig betrachtet werden. Daher wird neben den Einzelpeaks auch der gesamte Bereich mit einer Gaußverteilung gefittet.¹⁷ Dies hat einen sehr großen Fehler zur Folge, da es sich genau betrachtet um zwei Einzelpeaks handelt. Zudem ist die Intensität der Peaks im Vergleich zum niedrigen Fluss geringer, da es jetzt zwei charakteristische Längen gibt.

Diese Auswertung wird für den gesamten Energiebereich von 700 eV bis 1200 eV vorgenommen

¹⁴ Die Bestimmung der Höhe erfolgt wie in Abschnitt 2.5 beschrieben.

¹⁵ Eine genaue Auswertung der Höhe dieser Strukturen ist in Tabelle 3.4.1 sowie in Abb. 3.4.4 zu finden

¹⁶ Der zweite Peak mit einem Abstand von circa 120 nm zeigt die übernächsten Nachbarn.

¹⁷ Dieser Wert hat in Tabelle 3.4.1 die Bezeichnung „mittel“.

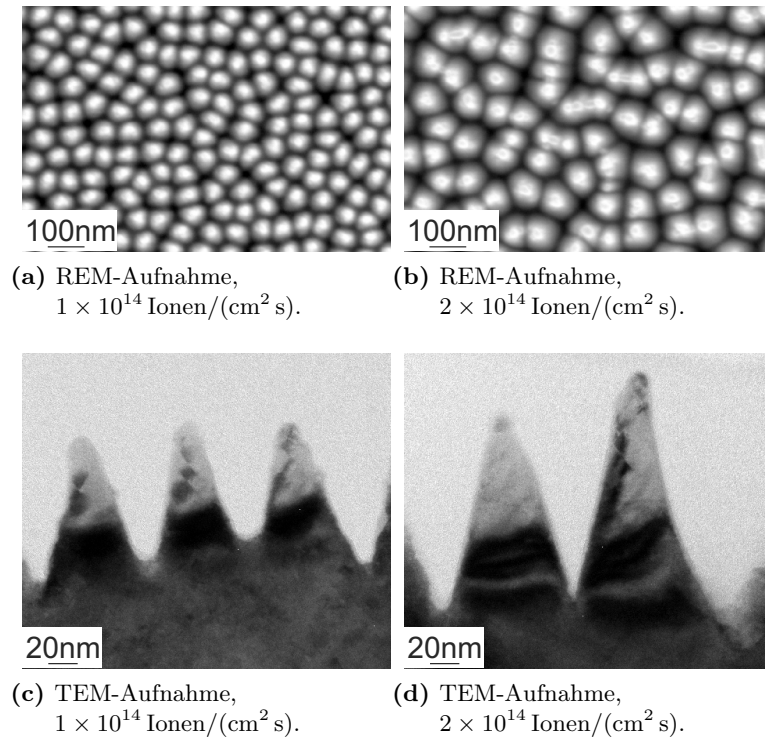


Abb. 3.4.2: REM- und TEM-Aufnahmen für eine Verdopplung des Flusses bei einer Energie der senkrecht auf das GaSb auftreffenden Ar⁺-Ionen von 1100 eV. Die obere Reihe zeigt die REM-Aufnahmen. Direkt darunter befindet sich die zugehörige TEM-Aufnahme. Die Sputtertiefe beträgt 1,3 µm.

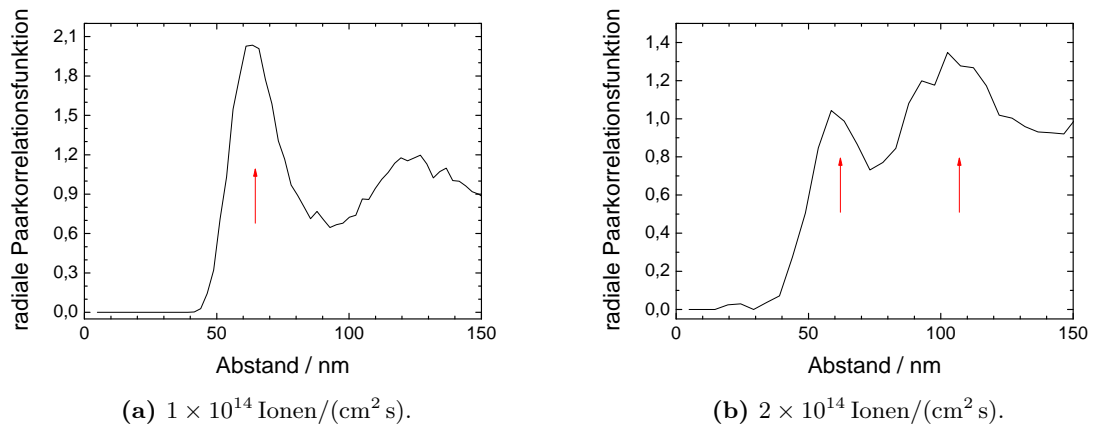


Abb. 3.4.3: Veränderung der radialen Paarkorrelationsfunktion bei einer Verdopplung des Flusses. Dabei handelt es sich um die radiale Paarkorrelationsfunktionen der in Abb. 3.4.2a und Abb. 3.4.2b gezeigten Strukturen, wobei die Energie der senkrecht auf das GaSb auftreffenden Ar⁺-Ionen 1100 eV und die Sputtertiefe 1,3 µm beträgt.

Tabelle 3.4.1: Abhängigkeit der charakteristischen Länge bei einer Verdopplung des Flusses. Die Energie der senkrecht auf das GaSb auftreffenden Ar^+ -Ionen beträgt zwischen 700 eV und 1200 eV, und die Sputtertiefe 1,3 μm .

Energie / eV	Fluss / (Ionen/($\text{cm}^2 \text{ s}$))	charakteristische Länge / nm	Standard- abweichung / nm	welche Länge
700	$1,38 \times 10^{14}$	55,0	5,6	
	$2,75 \times 10^{14}$	57,7	6,0	
800	$1,25 \times 10^{14}$	61,1	5,7	
	$2,50 \times 10^{14}$	64,7	9,8	
900	$1,25 \times 10^{14}$	64,6	7,7	
	$2,50 \times 10^{14}$	61,2	9,3	klein
		84,0	30,7	mittel
		85,0	11,0	groß
1000	$1,00 \times 10^{14}$	66,4	8,9	
	$2,00 \times 10^{14}$	60,0	8,7	klein
		98,4	38,6	mittel
		99,3	18,1	groß
1100	$1,00 \times 10^{14}$	66,4	11,7	
	$2,00 \times 10^{14}$	66,4	12,7	klein
		105,7	45,1	mittel
		107,0	19,2	groß
1200	$1,00 \times 10^{14}$	67,8	13,1	
	$2,00 \times 10^{14}$	71,0	12,6	klein
		115,4	47,9	mittel
		117,0	24,3	groß

und mit dem niedrigen Fluss verglichen. Das Ergebnis ist in Tabelle 3.4.1 dargestellt. Für eine Energie von 700 eV ist keine Änderung der charakteristischen Länge zu beobachten (57,7 nm im Vergleich zu 55,0 nm). Auch die Standardabweichung der Gaußverteilung ist mit 6,0 nm im Vergleich zu 5,6 nm gleich groß. Für 800 eV wird die Standardabweichung größer, woraus sich der Beginn der Ausprägung einer zweiten charakteristischen Länge schließen lässt. Dabei lassen sich die Peaks noch nicht voneinander separieren, so dass nur die Standardabweichung größer wird. Ab einer Energie von 900 eV sind immer beide charakteristische Längen vorhanden. Eine genauere Betrachtung des kleineren Wertes, also dem entlang der Ketten, zeigt, dass es sich um den Wert handelt, der auch beim niedrigeren Fluss beobachtet wird. Auch die Standardabweichung dieses Wertes entspricht der, die beim kleineren Fluss auftritt. Der kleinere Abstand wird demnach durch die Größe der Punktstrukturen bestimmt. Die größere charakteristische Länge ist 35 nm bis 50 nm größer und hat eine maximal 12 nm größere Standardabweichung. Für die „mittlere“ charakteristische Länge ergibt sich eine Standardabweichung von 30 nm bis

48 nm, was durch den großen Abstand der beiden charakteristischen Längen bedingt ist. Wenn die Punktstrukturen nur durch eine charakteristische Länge beschrieben werden sollen, muss trotzdem die mittlere verwendet werden, da es keinen Grund gibt, eine der beiden Längen auszuwählen.

Zum besseren Vergleich der erhaltenen Punktstrukturen sind in Abb. 3.4.4 die charakteristische Länge, die Höhe, das Aspektverhältnis sowie der Anstiegswinkel für den hohen und den niedrigen Fluss dargestellt. Hierbei wird Abb. 3.3.5 um die Werte für den doppelten Fluss ergänzt,¹⁸ weswegen der Verlauf der Graphen für den niedrigen Fluss nicht noch einmal diskutiert wird. Wie in den REM-Aufnahmen in Abb. 3.4.1 zu erkennen ist, ist keine Sättigung der charakteristischen Länge mit der Energie für den hohen Fluss zu beobachten (Abb. 3.4.4a). Für eine Ionenenergie von 700 eV und 800 eV ist die charakteristische Länge 3 nm bis 4 nm größer als für den niedrigen Fluss. Diese Differenz wird mit steigender Ionenenergie größer, bis sie bei 1200 eV 48 nm beträgt. Der größer werdende Fehler ist durch die beiden unterschiedlichen charakteristischen Längen bedingt.

Obwohl der Unterschied der charakteristischen Längen für beide Flüsse für 700 eV und 800 eV nur sehr klein ist, ist die Höhe im Vergleich zum niedrigen Fluss 23 nm höher (Abb. 3.4.4b). Mit steigender Ionenenergie steigt die Höhe der Punktstrukturen weiter an. Im Gegensatz zum niedrigen Fluss ist auch hier keine Sättigung zu beobachten. Für eine Ionenenergie von 1200 eV beträgt die Höhe der Punktstrukturen $(171,9 \pm 15,5)$ nm und ist somit doppelt so hoch wie für den niedrigen Fluss $((84,6 \pm 6,3)$ nm). Für den höheren Fluss ist der Fehler größer, was auf die unterschiedliche Größe der Punktstrukturen zurückzuführen ist. Sowohl der Höhe als auch der charakteristischen Länge ist gemeinsam, dass sie für den niedrigen Fluss sättigen und für den hohen nicht. Unabhängig davon weisen beide einen ähnlichen Verlauf mit steigender Ionenenergie auf. Daher ist keine Verdopplung des Aspektverhältnisses zu beobachten (Abb. 3.4.4c), obwohl sich die Höhe für 1200 eV verdoppelt. Daher sättigt das Aspektverhältnis auch für den hohen Fluss. Insgesamt ist das Aspektverhältnis für den hohen Fluss größer als für den niedrigen Fluss, aber auch der Fehler ist deutlich größer, was besonders für die Energien ab 900 eV auffällt und durch die beiden charakteristischen Längen bedingt ist. Ein deutlicher Anstieg des Aspektverhältnisses bei gleichbleibendem Fehler ist nur für die beiden niedrigsten Energien vorhanden, so steigt zum Beispiel für 700 eV das Aspektverhältnis von 1,07 auf 1,41 an.¹⁹ Diese Änderung des Aspektverhältnisses spiegelt sich auch in einem erhöhten Anstiegswinkel der Punktstrukturen für den hohen Fluss wider (Abb. 3.4.4d). Hierbei sind die Anstiegswinkel für den hohen Fluss größer als für den niedrigen Fluss, was durch die steigende Höhe bedingt ist. Im Vergleich zum Aspektverhältnis ist auch hier eine Sättigung des Anstiegswinkels vorhanden.

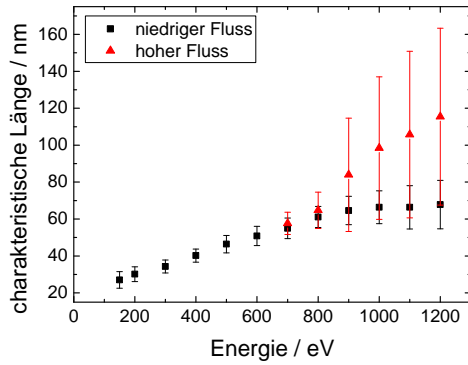
Neben diesen Größen wird die Veränderung der Ordnung der Punktstrukturen mit der Ionenenergie für den hohen und den niedrigen Fluss untersucht. Da die Größe der Punktstrukturen eine starke Energieabhängigkeit besitzt, würde eine Beschreibung der Ordnung mit $P(r_1^{\text{hex}} \pm \epsilon)$ (vergleiche Abschnitt 2.4) mit konstantem ϵ zu einem verzerrten Resultat führen. So würde sich zum Beispiel bei $\epsilon = 4,88$ nm für 150 eV eine Abweichung von der charakteristischen Länge von 18,1 %²⁰ ergeben, während die Abweichung bei 1200 eV für den hohen Fluss nur 4,2 %²¹ betragen würde. Demzufolge würden die bei niedrigen Energien hergestellten Punktstrukturen

¹⁸ Die Werte für den Fluss sind in Tabelle 3.4.1 angegeben.

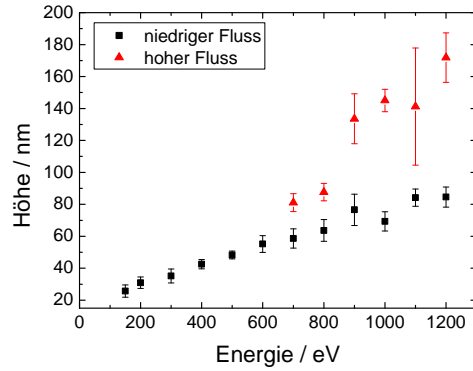
¹⁹ Da dieser starke Anstieg nur für die niedrigeren Energien auftritt, wird in Abschnitt 3.4.2 die Flussabhängigkeit für 500 eV untersucht.

²⁰ Dieser Wert ergibt sich aus $\frac{\epsilon}{\text{charakteristische Länge}} = \frac{4,88 \text{ nm}}{27,0 \text{ nm}}$.

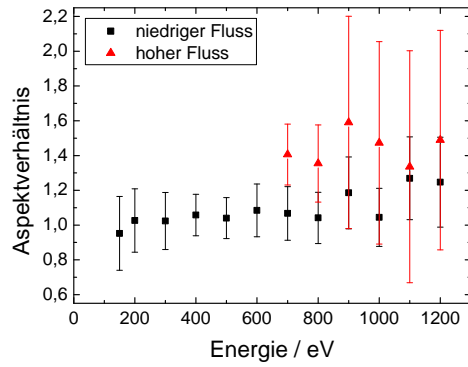
²¹ $\frac{4,88 \text{ nm}}{115,4 \text{ nm}}$



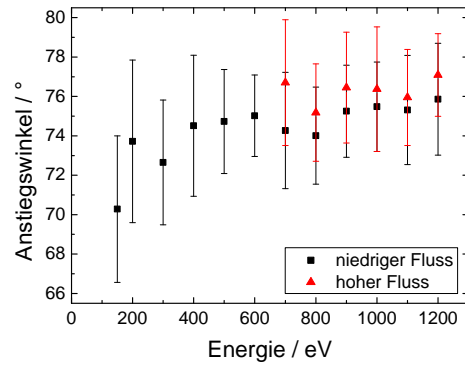
(a) Abhängigkeit der charakteristischen Länge.



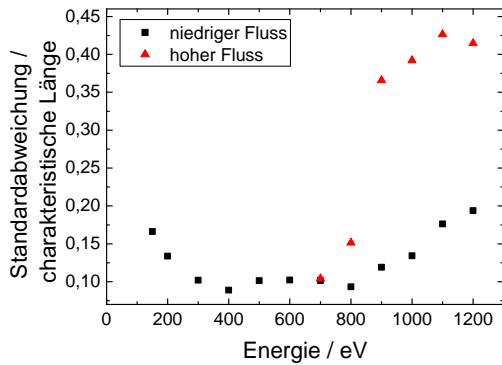
(b) Abhängigkeit der Höhe.



(c) Abhängigkeit des Aspektverhältnisses.



(d) Abhängigkeit des Anstiegswinkels.



(e) Abhängigkeit des Verhältnisses von Standardabweichung zu charakteristischer Länge.

Abb. 3.4.4: Abhängigkeit der charakteristischen Länge (a), der Höhe (b), des Aspektverhältnisses (c), des Anstiegswinkels (d) und des Verhältnisses von Standardabweichung zu charakteristischer Länge (e) von der Energie der senkrecht auf das GaSb auftreffenden Ar^+ -Ionen für verschiedene Flüsse. Die Sputtertiefe beträgt $1,3 \mu\text{m}$.

scheinbar eine bessere Ordnung aufweisen. Daher wird der Quotient aus Standardabweichung der Gaußverteilung der charakteristischen Länge und charakteristischer Länge verwendet,²² da dieser einen relativen Fehler angibt. Je kleiner die Standardabweichung der Gaußverteilung ist, desto besser ist die Nahordnung der Punktstrukturen. In Abb. 3.4.4e ist dieser Quotient für den niedrigen Fluss mit schwarzen Quadraten und für den hohen Fluss mit roten Dreiecken dargestellt. Im Energiebereich von 300 eV bis 800 eV nimmt das Verhältnis aus Standardabweichung und charakteristischer Länge für den niedrigen Fluss einen Wert von 0,09 bis 0,10 an, während es für kleinere und größere Energien ansteigt. Das heißt, dass die Ordnung in diesem Bereich ein Optimum besitzt, was auch in Abb. 3.3.3 zu erkennen ist. Für 1200 eV ist der Wert mit 0,19 am größten und somit die Ordnung am kleinsten, was auch an dem großen Fehler der charakteristischen Länge zu erkennen ist. Ein Vergleich mit den Werten für den hohen Fluss zeigt, dass für 700 eV die Ordnung nur minimal sinkt. Für 800 eV beträgt diese Differenz schon 0,06; somit ist der Quotient um den Faktor 1,6 größer. Mit weiter steigender Ionenenergie wird dieser Quotient noch größer, bis er etwa 0,4 beträgt. Wie schon in den REM-Bildern zu erkennen ist, ist die Ordnung für den hohen Fluss für Energien ab 900 eV signifikant kleiner.

Bei der Untersuchung der Größe der Punktstrukturen auf GaSb von Facsko *et al.* [117] ist ein Fluss von $2,5 \times 10^{15}$ Ionen/(cm² s) für eine Ar⁺-Ionenenergie von 1500 eV verwendet worden. Damit ist der dort verwendete Fluss eine Größenordnung höher als der hier verwendete Fluss für die hohen Energien. Ein Vergleich mit den von Facsko *et al.* erhaltenen Punktstrukturen zeigt, dass diese nur eine charakteristische Länge aufweisen. Die charakteristische Länge beträgt dabei etwa 80 nm und ist damit in der gleichen Größenordnung wie die hier auftretende Länge für 1200 eV ($67,8 \pm 13,1$ nm). Dies ist ein Indikator dafür, dass die Ursache für die zwei charakteristischen Längen nicht der Fluss sondern die erhöhte Temperatur ist. Das bedeutet, dass die angewandte Kühlung, wobei die Temperatur des Wasser-Glykol-Gemisches 0 °C betragen hat, für die hohen Energien nicht ausreichend ist. Für niedrigere Energien ist die eingebrachte Leistung geringer, so dass dieser Effekt nicht zu beobachten ist.

Eine Erhöhung der Temperatur führt demnach zu größeren und unregelmäßigeren Strukturen. Es steigt sowohl die Höhe als auch die charakteristische Länge an, wobei diese Änderung nur bei den hohen Flüssen und Energien ab 1000 eV zu beobachten ist. Bei dem hohen Fluss treten für niedrige Fluenzen Dichtefluktuationen der Punktdichte²³ auf, das heißt, die Punktstrukturen sind in einigen Bereichen weniger dicht als in den anderen. Da die Punktstrukturen mit steigender Fluenz wachsen, bis sie sich berühren (vergleiche Abschnitt 3.6), führt eine geringere Punktdichte zu größeren Strukturen. Die Bereiche mit höherer Punktdichte haben kleinere Strukturen. Dabei ist die maximal mögliche Punktdichte die, bei der sich die hexagonale Ordnung entwickelt.

Unabhängig davon wird für eine Ionenenergie von 700 eV nur eine Veränderung der Höhe und nicht der charakteristischen Länge beobachtet. Daher handelt es sich hierbei nicht um einen reinen Temperatureffekt. Um den Einfluss des Flusses genauer zu untersuchen, wird im nächsten Abschnitt die Flussabhängigkeit über eine Größenordnung für eine Energie von 500 eV untersucht.

²² Die Bestimmung dieser Größen erfolgt wie in Abschnitt 2.4 beschrieben.

²³ Anzahl der Punktstrukturen pro Fläche

3.4.2 Flussabhängigkeit für 500 eV

In diesem Abschnitt wird die Flussabhängigkeit der Punktstrukturen untersucht. Dabei wird eine Ionenenergie von 500 eV verwendet, um Temperatureffekte zu vermeiden. Zudem weisen die bei diesen Energien hergestellten Punktstrukturen eine hohe Ordnung auf, so dass auch der Einfluss des Flusses auf die hexagonale Ordnung untersucht werden kann. Die Sputtertiefe beträgt dabei $1,3\text{ }\mu\text{m}$, was einer Fluenz von $1,5 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 entspricht. Der Fluss wird im Bereich von $2,5 \times 10^{14}$ Ionen/($\text{cm}^2\text{ s}$) bis $2,5 \times 10^{15}$ Ionen/($\text{cm}^2\text{ s}$) variiert, was eine Veränderung der Sputterzeit um den Faktor 10 zur Folge hat. Die erhaltenen Punktstrukturen sind in Abb. 3.4.5 dargestellt. In der oberen Reihe sind die REM-Aufnahmen, in der unteren die dazugehörigen TEM-Aufnahmen abgebildet, wobei die Bildbreite der REM-Aufnahmen $1\text{ }\mu\text{m}$ beträgt. Ein Vergleich der REM-Aufnahmen zeigt, dass sich die charakteristische Länge nicht ändert, was in Abb. 3.4.6a noch genauer ausgewertet wird. Es ist nur eine charakteristische Länge zu erkennen, daher handelt es sich nicht um einen temperaturbedingten Effekt. Die TEM-Aufnahmen zeigen, dass die Höhe mit steigendem Fluss ansteigt. Zudem bleibt die einkristalline Struktur erhalten. Eine genaue Auswertung der Veränderung der Punktstrukturen mit dem Fluss ist in Abb. 3.4.6 dargestellt.

In Abb. 3.4.6a ist die Abhängigkeit der charakteristischen Länge vom Fluss dargestellt.²⁴ Diese steigt mit größer werdendem Fluss an, was durch die eingezeichnete rote Linie verdeutlicht wird. Bei $(43,7 \pm 4,8)\text{ nm}$ (für $2,5 \times 10^{14}$ Ionen/($\text{cm}^2\text{ s}$)) handelt es sich um die kleinste beobachtete charakteristische Länge, während die größte für eine Fluenz von $1,25 \times 10^{15}$ Ionen/($\text{cm}^2\text{ s}$)

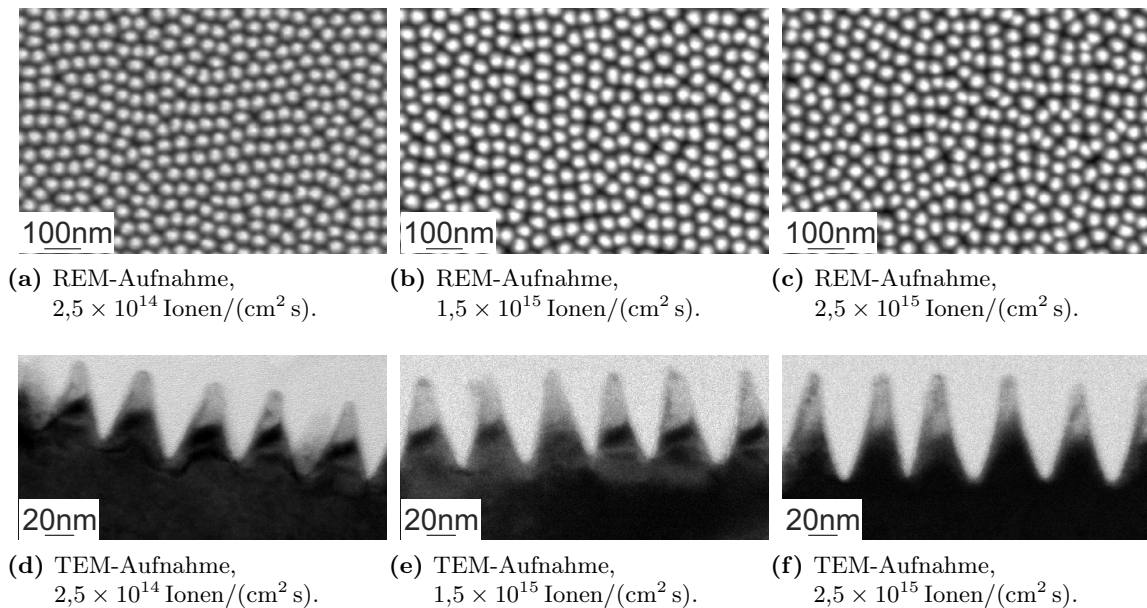
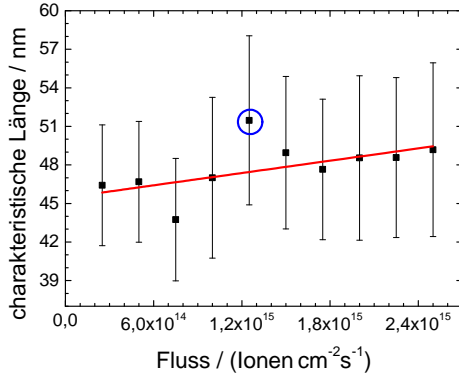
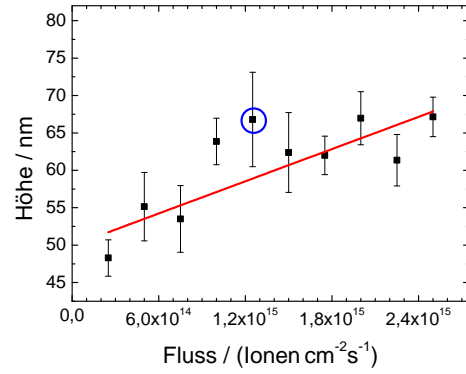


Abb. 3.4.5: REM- und TEM-Aufnahmen der Punktstrukturen für verschiedene Flüsse zwischen $2,5 \times 10^{14}$ Ionen/($\text{cm}^2\text{ s}$) und $2,5 \times 10^{15}$ Ionen/($\text{cm}^2\text{ s}$). Die obere Reihe zeigt die REM-Aufnahmen, direkt darunter befindet sich die zugehörige TEM-Aufnahme. Die Energie der senkrecht auf das GaSb auftreffenden Ar^+ -Ionen beträgt 500 eV und die Sputtertiefe $1,3\text{ }\mu\text{m}$. Diese Sputtertiefe entspricht einer Fluenz von $1,5 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 .

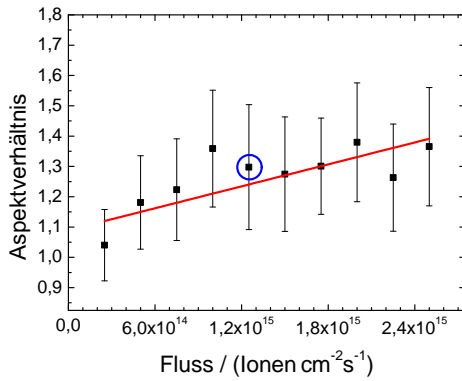
²⁴ Auf den blau eingekreisten Wert wird später eingegangen.



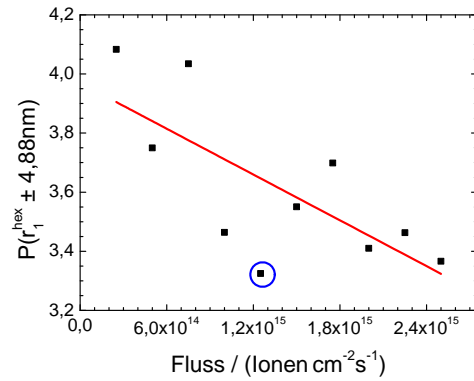
(a) Abhängigkeit der charakteristischen Länge.



(b) Abhängigkeit der Höhe.



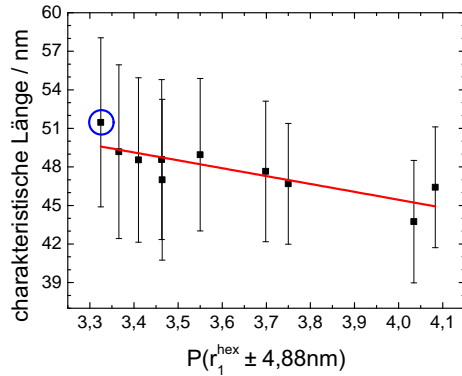
(c) Abhängigkeit des Aspektverhältnisses.



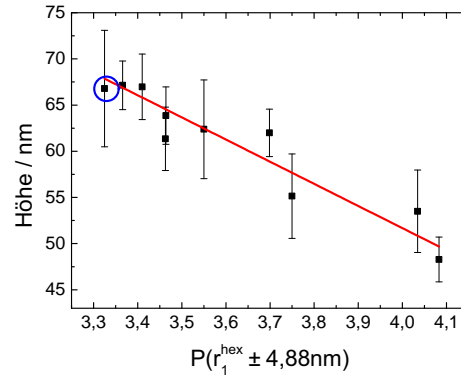
(d) Abhängigkeit der Ordnung.

Abb. 3.4.6: Abhängigkeit der charakteristischen Länge (a), der Höhe (b), des Aspektverhältnisses (c) und der Ordnung (d) vom Fluss für eine Energie der senkrecht auf das GaSb auftreffenden Ar^+ -Ionen von 500 eV. Die Sputtertiefe beträgt 1,3 μm .

einen Wert von $(51,5 \pm 6,6)$ nm annimmt. Dabei ist zu berücksichtigen, dass die charakteristische Länge als Peak-zu-Peak-Abstand der Punktstrukturen definiert ist, so dass eine Verringerung der hexagonalen Ordnung zu einer Erhöhung der charakteristischen Länge führt. Daher wird die Ordnung noch separat ausgewertet, was in Abb. 3.4.7 dargestellt ist. Wenn die Höhe der Punktstrukturen betrachtet wird (Abb. 3.4.6b) ist ein Anstieg dieser mit dem Fluss zu erkennen. Dies wird wieder durch die rote Linie verdeutlicht. Die Höhe liegt dabei im Bereich von $(48,3 \pm 2,4)$ nm bis $(67,1 \pm 2,6)$ nm, wobei der kleinste Wert für einen Fluss von $2,5 \times 10^{14}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{s}$) und der größte für einen Fluss von $2,5 \times 10^{15}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{s}$) beobachtet wird. Dieser Anstieg der Höhe der Punktstrukturen mit steigendem Fluss ist auch von Le Roy *et al.* beobachtet worden [124]. Der Anstieg der Höhe bei einer etwa gleich bleibenden charakteristischen Länge führt zu einer Erhöhung des Aspektverhältnisses mit dem Fluss, was in Abb. 3.4.6c zu erkennen ist. So beträgt das Aspektverhältnis $1,04 \pm 0,12$ für einen Fluss von $2,5 \times 10^{14}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{s}$), während es $1,38 \pm 0,20$ für $2,0 \times 10^{15}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{s}$) ist. Wenn die Ordnung der Strukturen, wie in Abschnitt 2.4 beschrieben, ausgewertet wird, ergibt sich die in Abb. 3.4.6d gezeigte Abhängigkeit. Hierbei zeigt die rote Linie die Tendenz an. So ist mit steigendem



(a) Abhängigkeit der charakteristischen Länge.



(b) Abhängigkeit der Höhe.

Abb. 3.4.7: Abhängigkeiten der charakteristischen Länge (a) und der Höhe (b) von der Ordnung für eine Energie der senkrecht auf das GaSb auftreffenden Ar^+ -Ionen von 500 eV und eine Sputtertiefe von 1,3 μm . Es handelt sich hierbei um die in Abb. 3.4.6 gezeigten Messwerte.

Fluss eine geringere Ordnung vorhanden.

Da es sich bei der Bildung der Punktstrukturen um einen statistischen Prozess handelt, werden diese Abhängigkeiten als Funktion der Ordnung dargestellt (Abb. 3.4.7). So sind zum Beispiel die blau eingekreisten Punktstrukturen höher, haben eine etwas erhöhte charakteristische Länge und eine geringere Ordnung als die Strukturen mit einem etwas höheren oder niedrigeren Fluss. Da die erhöhte charakteristische Länge auf die geringere Ordnung zurückgeführt worden ist, wird diese Abhängigkeit untersucht (Abb. 3.4.7a). Hierbei zeigt die rote Linie wieder den Verlauf an, wobei mit steigender Ordnung die charakteristische Länge abnimmt. Der minimale Peak-zu-Peak-Abstand ist dabei die Strukturgröße selbst, so dass bei einer perfekten hexagonalen Ordnung die charakteristische Länge der Strukturgröße entspricht. Mit sinkender Ordnung wird diese größer, obwohl sich die Strukturgröße selbst nicht verändert. So ist auch von Facsko *et al.* [117] keine Änderung der charakteristischen Länge bei einer Ionenenergie von 500 eV und einer Variation des Flusses zwischen 1×10^{15} Ionen/($\text{cm}^2 \text{s}$) und 4×10^{15} Ionen/($\text{cm}^2 \text{s}$) beobachtet worden.

Wenn die Abhängigkeit der Höhe von der Ordnung betrachtet wird (Abb. 3.4.7b), ist ein linearer Zusammenhang zu erkennen. Dabei sinkt die Höhe mit steigender Ordnung, was durch die rote Gerade verdeutlicht wird. Der blau eingekreiste Punkt, der in Abb. 3.4.6b deutlich höher als die Gerade lag, ist jetzt auf der Gerade zu finden. Die höchste Ordnung ist bei den niedrigsten Punktstrukturen zu erkennen. Eine Verringerung der Höhe kann mit einer stärkeren Redeposition begründet werden. Je dichter die einzelnen Punktstrukturen stehen (also je höher die Ordnung ist), desto effektiver ist die Redeposition, da dann die Täler am nächsten sind. Damit existiert eine große Fläche, von der gesputtert wird, was aber auf eine geringe Fläche verteilt wird. Eine erhöhte Redeposition erhöht demzufolge die Dämpfung, was zu einer verringerten Höhe führt. Dabei kann ein Redeposition-Term zusammen mit der Kuramoto-Sivashinsky-Gleichung (siehe Abschnitt 2.3.3) die Stabilisierung der Oberfläche bewirken und die Ordnung beeinflussen [196].

3.5 Änderungen der Strukturen mit dem Einfallswinkel

Bei den bisher untersuchten Punktstrukturen sind die Energie oder der Fluss verändert worden. Dabei hat der Winkel immer 0° zur Oberflächennormalen betragen, so dass die Strukturen ähnlich aussahen und sich nur in der Größe beziehungsweise der Ordnung unterschieden haben. Um den Einfluss des Ioneneinfallswinkels zu untersuchen, wird nun die Energie der Argonionen bei 500 eV konstant gehalten und es wird ein Fluss von 5×10^{14} Ionen/(cm² s) verwendet.

Zur Bestimmung der Fluenz wird zunächst die Sputterausbeute mittels TRIM [152] für verschiedene Winkel simuliert. Dabei werden die schon in Abschnitt 3.3 verwendeten Parameter genutzt, nur dass diesmal die Energie bei 500 eV konstant gehalten wird und stattdessen der Einfallswinkel der Argonionen variiert wird. Das Ergebnis der Simulation ist in Abb. 3.5.1 dargestellt. Der verwendete Winkelbereich beträgt 0° bis 80° . Dabei ist die Sputterausbeute für Gallium höher als für Antimon, wobei diese Differenz mit steigendem Winkel größer wird. Da experimentell eine Anreicherung von Gallium gemessen wird, sind die Näherungen, die TRIM macht, zu berücksichtigen (siehe Abschnitt 2.2).

Die gesamte Sputterausbeute ist die Summe aus den Sputterausbeuten der beiden einzelnen Komponenten. Zunächst ist ein Anstieg der Sputterausbeute bis auf 2,35 Atome/Ion für 70° zu beobachten. Die Ursache dafür ist die geringere Eindringtiefe in das Substrat,²⁵ so dass die

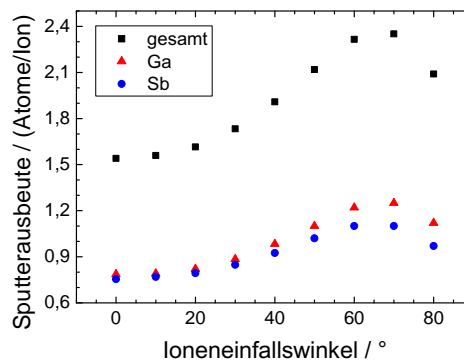


Abb. 3.5.1: Sputterausbeute in Abhängigkeit des Einfallswinkels der Ar⁺-Ionen auf GaSb. Die Ionenenergie beträgt 500 eV. Simuliert mit TRIM [152] unter Verwendung der in Abschnitt 3.3 beschriebenen Parameter.

Tab. 3.5.1: Sputtertiefen für verschiedene Einfallswinkel der Ar⁺-Ionen einer Energie von 500 eV auf GaSb. Die Sputterausbeuten sind mit TRIM simuliert.

Winkel / °	Fluenz / (Ionen/cm ²)	Sputterausbeute / (Atome/Ion)	Sputtertiefe / nm
0	$1,50 \times 10^{18}$	1,54	1308
20	$1,43 \times 10^{18}$	1,62	1307
40	$1,21 \times 10^{18}$	1,91	1307
60	$9,98 \times 10^{17}$	2,32	1308
80	$1,11 \times 10^{18}$	2,09	1313

Energie der Argonionen näher an der Oberfläche deponiert wird. Da die Sputterausbeute proportional zur deponierten Energie ist, steigt damit die Sputterausbeute an. Für größere Winkel fällt sie wieder ab, so beträgt sie für 80° nur noch 2,09 Atome/Ion. Dieses Absinken resultiert aus einer höheren Anzahl von rückgestreuten²⁶ Ionen. Anhand der so erhaltenen Sputterausbeuten werden die Fluenzen für verschiedene Ioneneinfallswinkel festgelegt (Tabelle 3.5.1). Dabei beträgt die Sputtertiefe wieder $1,3\text{ }\mu\text{m}$. Aufgrund der winkelabhängigen Sputterausbeuten variiert die Fluenz um den Faktor 1,5, wobei der Wert am höchsten für senkrechten Ioneneinfall und am niedrigsten für einen Winkel von 60° ist.

Die erhaltenen Strukturen sind in Abb. 3.5.2 dargestellt. Die linke Spalte zeigt jeweils eine REM-Aufnahme, wobei die Bildbreite $1\text{ }\mu\text{m}$ beträgt. Der Einfallswinkel der Ar^+ -Ionen ist in der oberen rechten Bildecke zu finden. Oben links ist die Projektion des Ionenstrahls auf die Bildebene gezeigt. Bei einem Ioneneinfallswinkel von 0° bilden sich hexagonal geordnete Punktstrukturen (Abb. 3.5.2a). Für den Winkelbereich von 20° bis 60° werden die Strukturen größer und neigen sich in Richtung des Ionenstrahls (Abb. 3.5.2d, Abb. 3.5.2g, Abb. 3.5.2j). Bei einer weiteren Erhöhung des Winkels auf 80° bilden sich Rippel parallel zur Richtung des Ionenstrahls aus (Abb. 3.5.2m). In der mittleren und rechten Spalte sind TEM-Aufnahmen dieser Strukturen dargestellt. Dabei ist in der mittleren Spalte oben links die Projektion des Ionenstrahls mit dem jeweiligen Einfallswinkel gezeigt.²⁷ Die rechte Spalte zeigt die Richtung senkrecht dazu.²⁸ Aufgrund der Rotationssymmetrie bezüglich des Ionenstrahls für einen Einfallswinkel von 0° ist Abb. 3.5.2b mit Abb. 3.5.2c identisch. Wie schon in den REM-Aufnahmen zu erkennen ist, sind die Punktstrukturen in Richtung des Ionenstrahls geneigt, wobei der Neigungswinkel dem Einfallswinkel entspricht (Abb. 3.5.2b, Abb. 3.5.2e, Abb. 3.5.2h, Abb. 3.5.2k). Für den Ioneneinfallswinkel von 80° wird diese Richtung nicht untersucht, da sie genau parallel zu den Rippeln liegt. In der rechten Spalte ist jetzt die um 90° bezüglich der mittleren Spalte gedrehte Richtung dargestellt. Bei einem Einfallswinkel von 20° (Abb. 3.5.2f) haben einige Bereiche keine Verbindung zum Substrat. Dabei handelt es sich um die Spitzen der geneigten Punktstrukturen, bei denen der untere Bereich aufgrund der begrenzten Dicke der TEM-Lamelle nicht mehr in dieser vorhanden ist. Die Anzahl dieser Bereiche nimmt für größer werdende Winkel (40° und 60°) zu, da diese Strukturen einen größeren Neigungswinkel und eine größere Höhe der Strukturen besitzen. Weiterhin ist eine Veränderung des Anstiegswinkels der Punktstrukturen zu erkennen, welcher separat ausgewertet wird. Dies ist notwendig, da die geneigten Punktstrukturen nicht mehr rotationssymmetrisch sind. Für einen Ioneneinfallswinkel von 80° ist die Strukturhöhe am geringsten. Weiterhin gibt es keine Bereiche, die nicht mit dem Substrat verbunden sind, da es sich hier um die Rippel handelt.

In Abb. 3.5.3 sind hochauflösende TEM-Aufnahmen von bei verschiedenen Ioneneinfallswinkeln erhaltenen Strukturen dargestellt. Dabei zeigt Abb. 3.5.3a die bei einem Einfallswinkel von 0° entstandenen Strukturen, Abb. 3.5.3b die geneigten Punktstrukturen, die bei einem Winkel von 40° entstehen, und Abb. 3.5.3c die bei 80° entstandenen Rippel. Die Richtung dieser Strukturen bezüglich des Ionenstrahls variiert, so könnte Abb. 3.5.3a eine beliebige Richtung sein, Abb. 3.5.3b entspricht der mittleren Spalte von Abb. 3.5.2 und Abb. 3.5.3c der rechten Spalte von Abb. 3.5.2. All diesen Strukturen ist gemeinsam, dass sie einkristallin sind und die gleiche Kristallorientierung wie das Substrat besitzen. Weiterhin weisen alle eine amorphe Schicht an der Oberfläche auf. Dabei handelt es sich sowohl um den durch Ionenbestrahlung amorphisierten

²⁵ senkrecht zur Probenoberfläche

²⁶ „backscattered“

²⁷ Diese Richtung wird in Abb. 3.5.6d „parallel“ genannt.

²⁸ Diese Richtung wird in Abb. 3.5.6d „senkrecht“ genannt.

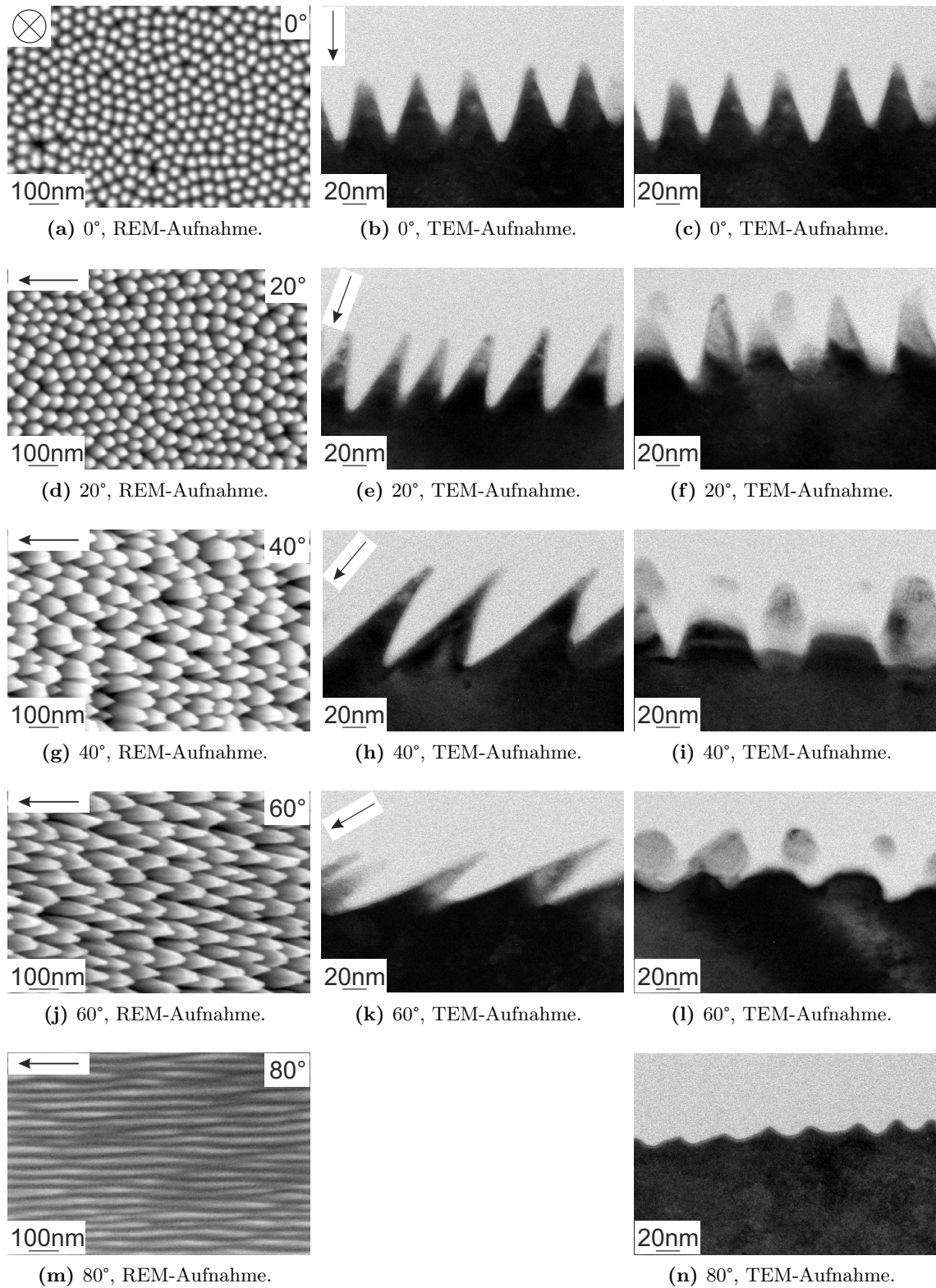


Abb. 3.5.2: REM- und TEM-Aufnahmen für verschiedene Winkel, wobei die Ar^+ -Energie 500 eV, der Fluss 5×10^{14} Ionen/($\text{cm}^2 \text{s}$) und die Sputtertiefe ins GaSb $1,3 \mu\text{m}$ beträgt.

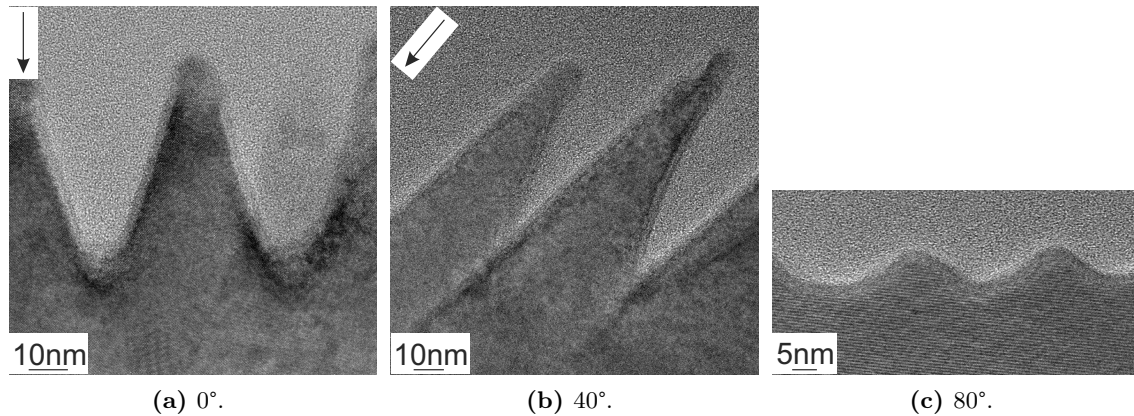


Abb. 3.5.3: Hochauflösende TEM-Aufnahmen für einen Ioneneinfallswinkel von 0° (a), 40° (b) und 80° (c). Die Energie der Ar⁺-Ionen beträgt 500 eV, der Fluss 5×10^{14} Ionen/(cm² s) und die Sputtertiefe ins GaSb 1,3 µm. Der Pfeil gibt die Projektion des Ionenstrahls an.

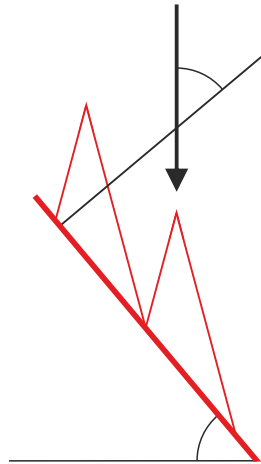


Abb. 3.5.4: Schematische Darstellung des Winkels der REM-Aufnahmen in Abb. 3.5.5. Dabei entspricht der Kippwinkel dem Einfallswinkel der Ionen. Die dicke rote Linie zeigt die Substratoberfläche, die dünneren Linien die geneigten Punktstrukturen.

Bereich, als auch um das natürliche Oxid. In Abb. 3.5.3c sind keine gekreuzten Netzebenen zu erkennen, da das Substrat vor der Ionenbestrahlung um 10° gedreht worden ist. Damit kann ausgeschlossen werden, dass eine Korrelation zwischen Rippel-Richtung und Kristallorientierung des Substrats vorhanden ist.

Um die Form der geneigten Punktstrukturen und eine gegebenenfalls vorhandene hexagonale Ordnung zu erkennen, werden die Punktstrukturen unter einem Winkel untersucht. Dies ist schematisch in Abb. 3.5.4 dargestellt. Die dicke rote Linie ist die Substratoberfläche, während die anderen roten Linien die geneigten Punktstrukturen darstellen. Diese sind unter dem Ioneneinfallswinkel entstanden, der zwischen der Normalen der Substratoberfläche und dem Pfeil eingeschlossen wird. Zur Betrachtung der Punktstrukturen werden diese um den gleichen Winkel wie den Ioneneinfallswinkel gekippt. Damit entspricht die Blickrichtung genau der Richtung des Ionenstrahls.

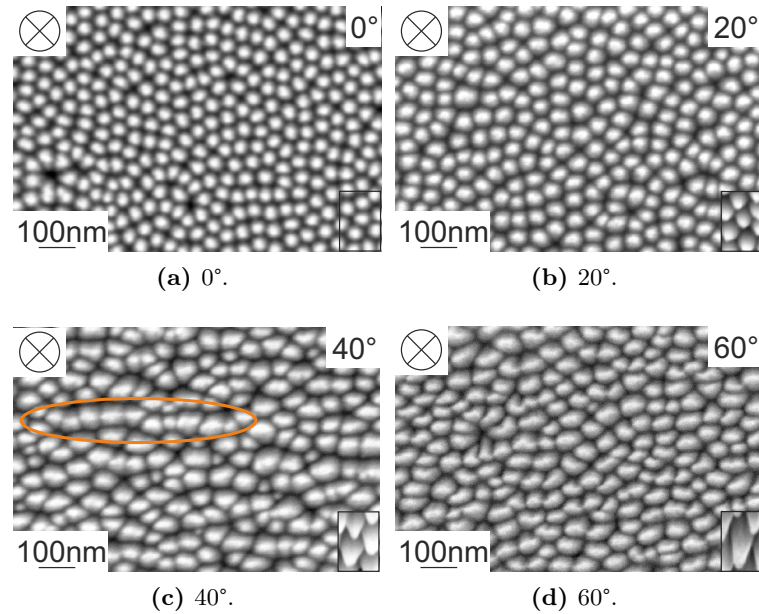


Abb. 3.5.5: Gekippte REM-Aufnahmen der bei verschiedenen Winkeln auf GaSb entstandenen geneigten Punktstrukturen aus Abb. 3.5.2. Die Energie der Ar^+ -Ionen beträgt 500 eV, der Fluss 5×10^{14} Ionen/($\text{cm}^2 \text{s}$) und die Sputtertiefe 1,3 μm . Der Kippwinkel entspricht dem Einfallswinkel der Ionen. Damit ist die Blickrichtung entlang des Ionenstrahls, wie durch das Symbol in der jeweiligen oberen linken Ecke gezeigt wird. Der Inset unten rechts zeigt die Orientierung der Punktstrukturen für einen Kippwinkel von 0° bei der Abbildung.

Die so erhaltenen REM-Aufnahmen sind in Abb. 3.5.5 dargestellt. Hierbei beträgt die Bildbreite 1 μm . In der oberen rechten Ecke des Bildes befindet sich der Winkel, unter dem die Strukturen entstanden sind. Dabei handelt es sich gleichzeitig um den Kippwinkel. Der Inset in der unteren rechten Ecke zeigt die Strukturen bei einem Kippwinkel von 0° während der Aufnahme. So ist die Ionenstrahlerosion unter einem Winkel von 0° für die in Abb. 3.5.5a gezeigten Strukturen erfolgt. Damit nimmt der Winkel zwischen der Normalen der Substratoberfläche und dem Pfeil (Abb. 3.5.4) auch einen Wert von 0° an. Somit zeigt der Inset keine Veränderung bezüglich dem Rest des Bildes und die REM-Aufnahme entspricht der schon in Abb. 3.5.2a gezeigten Struktur. Das Symbol oben links gibt die Projektion der Richtung des Ionenstrahls an. Die unter 0° entstandenen Punktstrukturen sind hexagonal geordnet (Abb. 3.5.5a), während für einen Ioneneinfallswinkel von 20° ein Anstieg der charakteristischen Länge bei einer gleichzeitigen Reduktion der hexagonalen Ordnung zu beobachten ist (Abb. 3.5.5b). Mit einem weiteren Anstieg des Ioneneinfallswinkels auf 40° nimmt die charakteristische Länge weiter zu. Zudem sinkt die Ordnung weiter ab und die Größenverteilung der Punktstrukturen nimmt zu (Abb. 3.5.5c). Für einen weiter ansteigenden Ioneneinfallswinkel auf 60° wird die Größenverteilung der Punktstrukturen wieder homogener (Abb. 3.5.5d). Auch hier ist keine hexagonale Ordnung vorhanden. Eine genauere Betrachtung der bei 40° und 60° entstandenen Punktstrukturen zeigt, dass diese eine Vorzugsrichtung senkrecht zum Ionenstrahl besitzen. So sind die Strukturen nicht mehr rund, sondern senkrecht zur Ionenstrahlrichtung elongiert.²⁹ Dies ist besonders bei 60° zu

²⁹ Hierbei handelt es sich um die Richtung, die im ungekippten Zustand senkrecht zur Projektion des Ionenstrahls auf die Oberfläche liegt.

erkennen (Abb. 3.5.5d). Zudem sind sie wie an Ketten aneinandergereiht, was in Abb. 3.5.5c in der orangefarbenen Ellipse zu erkennen ist. Im Gegensatz zum erhöhten Fluss bei hohen Energien (Abschnitt 3.4.1) sind diese Ketten senkrecht zum Ionenstrahl orientiert und nicht in einer beliebigen Richtung. Dabei entsprechen die längere Richtung und die Aneinanderreihung der Punktstrukturen der Rippel-Richtung für kleine Winkel (senkrecht zum Ionenstrahl). Da für einen Ioneneinfallswinkel von 80° die Rippel-Richtung parallel zum Ionenstrahl liegt, ist diese Beobachtung äquivalent zur beobachteten Rotation von Rippeln mit größer werdendem Ioneneinfallswinkel [131, 161, 162].

Die genaue Auswertung dieser geneigten Strukturen ist in Abb. 3.5.6 dargestellt. So steigt die charakteristische Länge von $(46,7 \pm 4,7)$ nm für einen Ioneneinfallswinkel von 0° bis auf $(58,4 \pm 12,4)$ nm für 40° an. Mit einer charakteristischen Länge von $(56,3 \pm 12,0)$ nm ist für einen Ioneneinfallswinkel von 60° keine weitere Vergrößerung zu beobachten. Der bei 80° angegebene Wert entspricht der Wellenlänge der Rippel und beträgt $(32,1 \pm 2,3)$ nm. Der größer werdende Fehler für den Winkelbereich von 0° bis 60° ist auf die entstehende Vorzugsrichtung senkrecht zum Ionenstrahl zurückzuführen.

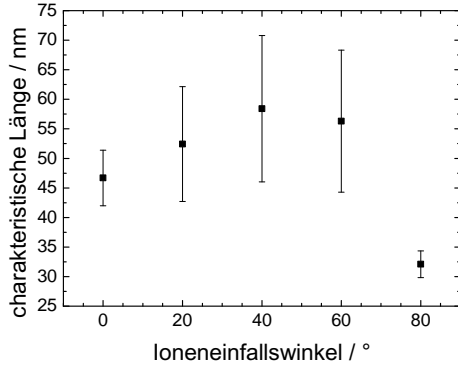
Die Höhe der geneigten Punktstrukturen ist in Abb. 3.5.6b dargestellt. Dabei erfolgt die Bestimmung der Höhe wie in Abschnitt 2.5 (Abb. 2.5.3) beschrieben, das heißt, die Höhe wird entlang der Einfallsrichtung des Ionenstrahls gemessen. Eine Bestimmung der Höhe senkrecht zur Substratoberfläche würde zu einem Absinken dieser aufgrund der starken Neigung der Punktstrukturen führen. Im Bereich zwischen 0° und 60° steigt die Höhe linear von $(55,1 \pm 4,6)$ nm bis $(109,4 \pm 12,4)$ nm an. Der Wert von $(6,7 \pm 1,9)$ nm bei 80° bezieht sich auf die Höhe der Rippel und wird aus einer senkrecht dazu entnommenen TEM-Lamelle bestimmt. Diese Richtung wird bei den geneigten Punktstrukturen nicht zur Bestimmung der Höhe genutzt, da sich aufgrund der endlichen Dicke der TEM-Lamelle keine komplette Struktur in dieser befindet.

Das Aspektverhältnis dieser Strukturen steigt im Bereich von 0° bis 60° (Abb. 3.5.6c) von $1,18 \pm 0,15$ auf $1,94 \pm 0,47$ an. Da auch die charakteristische Länge ansteigt, ist kein so linearer Verlauf wie bei der Höhe zu beobachten. Die Rippel weisen ein Aspektverhältnis von $0,21 \pm 0,06$ auf. Damit ist das Aspektverhältnis etwa doppelt so hoch wie für Silizium-Rippel, wo es circa 0,1 beträgt [164]. Das Aspektverhältnis der hier entstehenden Rippel entspricht dem Aspektverhältnis von 0,20 bis 0,27 welches bei einem Ioneneinfallswinkel von 80° bei gleichzeitiger Probenrotation und damit entstehenden Punktstrukturen beobachtet wird [107].

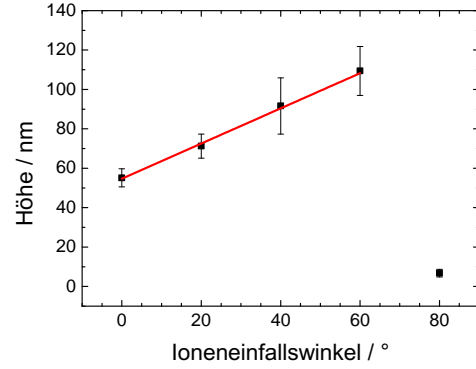
Da die erhaltenen Strukturen für Ioneneinfallswinkel $> 0^\circ$ nicht mehr rotationssymmetrisch sind, werden die Anstiegswinkel parallel und senkrecht zur Projektion des Ionenstrahls bestimmt.^{30,31} Dabei erfolgt die Bestimmung des Anstiegswinkel bezüglich des Ionenstrahls. Bei einem Ioneneinfallswinkel von 0° sind beide Anstiegswinkel identisch, da es keine Vorzugsrichtung gibt. Der Anstiegswinkel „parallel“ zur Ionenstrahlrichtung (schwarze Quadrate) wird mit steigendem Ioneneinfallswinkel größer, wobei dieser Zusammenhang linear ist und durch die dicke rote Linie verdeutlicht wird. Dabei steigt der Anstiegswinkel von $(73,5 \pm 3,5)^\circ$ bis $(83,4 \pm 2,8)^\circ$ an, was durch das steigende Aspektverhältnis begründet ist. Für einen Ioneneinfallswinkel von 80° existiert dieser Anstiegswinkel nicht, da die Rippel in dieser Ausdehnung im Idealfall unendlich lang sind. In der Richtung senkrecht dazu ist ein Absinken des Anstiegswinkels mit steigendem Ioneneinfallswinkel zu beobachten, welches durch die dünne rote Linie gezeigt wird (rote Dreiecke). Dabei ist diese Linie kein Fit, sondern soll die Tendenz verdeutlichen. Obwohl es

³⁰ Hierbei bezieht sich „parallel“ auf die in der mittleren und „senkrecht“ auf die in der rechten Spalte von Abb. 3.5.2 gezeigte Richtung.

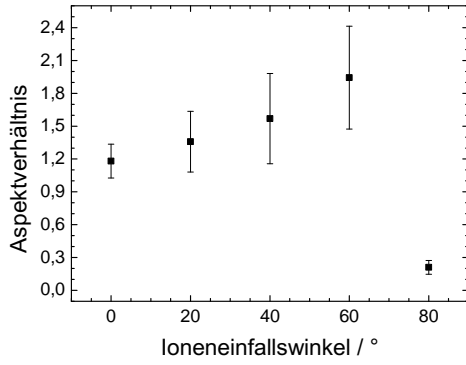
³¹ Die Bestimmung des Anstiegswinkels der geneigten Strukturen erfolgt wie in Abschnitt 2.5 (Abb. 2.5.3) beschrieben.



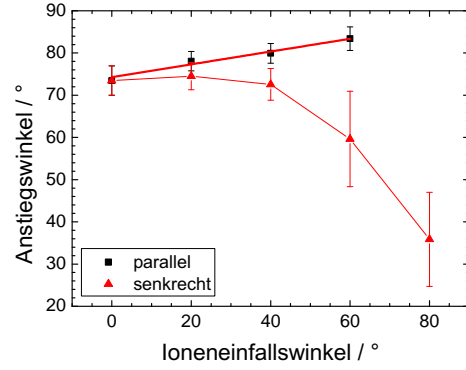
(a) Abhängigkeit der charakteristischen Länge.



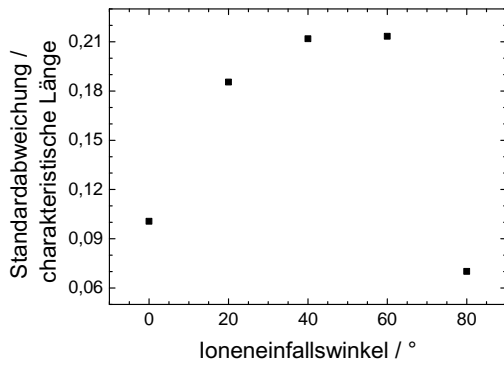
(b) Abhängigkeit der Höhe.



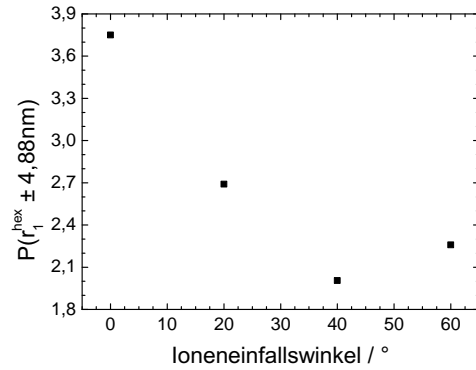
(c) Abhängigkeit des Aspektverhältnisses.



(d) Abhängigkeit des Anstiegswinkels.



(e) Abhängigkeit des Verhältnisses von Standardabweichung zu charakteristischer Länge.



(f) Abhängigkeit der Ordnung.

Abb. 3.5.6: Abhängigkeit der charakteristischen Länge (a), der Höhe (b), des Aspektverhältnisses (c), des Anstiegswinkels (d), des Verhältnisses von Standardabweichung zu charakteristischer Länge (e) und der Ordnung (f) vom Einfallswinkel der Ar^+ -Ionen für eine Energie von 500 eV und eine Sputtertiefe von 1,3 μm ins GaSb.

sich bei den mit einem Ioneneinfallswinkel von 80° hergestellten Strukturen um Rippel handelt, passen diese sehr gut in den Verlauf. So beträgt der Anstiegswinkel senkrecht zum Ionenstrahl zwischen $(74,5 \pm 3,2)^\circ$ und $(35,9 \pm 11,1)^\circ$, wobei die Änderung des Anstiegswinkels besonders stark für Ioneneinfallswinkel $> 40^\circ$ ist. Auch bei einer Variation des Ioneneinfallswinkels und gleichzeitiger Probenrotation sinkt das Aspektverhältnis von 1 für 0° auf 0,5 für 75° , was zu einem sinkenden Anstiegswinkel führt [106]. Dies ist in Übereinstimmung mit dem hier beobachteten Absinken des Anstiegswinkels. Dabei entspricht der bei einem Ioneneinfallswinkel von 75° auftretende Anstiegswinkel etwa dem hier gemessenen für die Rippel. Auch der hier gemessene Anstiegswinkel mit $(73,5 \pm 3,5)^\circ$ für einen Ioneneinfallswinkel von 0° stimmt mit dem von Frost *et al.* beobachteten von 70° überein [107].

In Abb. 3.5.6e ist der Quotient aus Standardabweichung der Gaußverteilung der charakteristischen Länge und charakteristischer Länge dargestellt. Je kleiner dieser Wert desto ausgeprägter ist die charakteristische Länge und desto homogener ist die Größenverteilung. Zur Auswertung dieser Größen werden gekippte REM-Aufnahmen, wie in Abb. 3.5.5 dargestellt, verwendet. Im Bereich des Ioneneinfallswinkels von 0° bis 40° ist ein Anstieg dieses Quotienten vorhanden. So beträgt er 0,10 für 0° und 0,21 für 40° und 60° . Die Ursache für diese großen Werte ist die Elongation der Punktstrukturen senkrecht zum Ionenstrahl, wie sie in Abb. 3.5.5 gezeigt ist. Damit ist die charakteristische Länge in der Richtung senkrecht zum Ionenstrahl etwas größer, was die Standardabweichung erhöht. Bei 80° hat dieser Quotient nur noch einen Wert von 0,07, da es sich hier um die Rippel und somit einen anderen Typ von Struktur handelt.

Um die hexagonale Nahordnung der Strukturen zu beurteilen, ist $P(r_1^{\text{hex}} \pm \epsilon)$ ³² in Abhängigkeit des Ioneneinfallswinkels in Abb. 3.5.6f gezeigt. Wie schon in den REM-Aufnahmen zu erkennen ist (Abb. 3.5.5), weisen die unter einem Ioneneinfallswinkel von 0° entstandenen Strukturen eine hexagonale Ordnung auf. Diese Ordnung sinkt mit steigendem Ioneneinfallswinkel, bis sie bei 40° nur noch halb so groß ist. Für 60° steigt die Ordnung wieder an, was in der homogeneren Größenverteilung begründet ist. Dieser Wert ist aufgrund der Elongation senkrecht zum Ionenstrahl signifikant niedriger als der bei 20° erhaltene.

Nachdem untersucht worden ist, wie sich die Punktstrukturen bei einer Variation des Ioneneinfallswinkels verhalten, werden die so erhaltenen Ergebnisse mit der Literatur verglichen. Dazu wird zunächst ausführlich auf die Resultate von Le Roy *et al.* [124, 125] Bezug genommen, da auf diesen Ergebnissen basierend ein Modell zur Entstehung der geneigten Punktstrukturen von Le Roy *et al.* vorgeschlagen worden ist (siehe Abschnitt 2.3.6).

In Abb. 3.5.7 sind die dort erhaltenen Punktstrukturen dargestellt. Dabei beträgt die Ionenenergie der Argonionen 500 eV und die Sputterzeit 30 s (a), 250 s (b) und 600 s (c und d). Der Einfallswinkel beträgt 0° für a–c und 45° für d. Aufgrund fehlender Daten für die verwendete Fluenz und den Fluss ist es nur möglich, einen qualitativen Vergleich vorzunehmen. In den AFM-Messungen (a und b) ist zu erkennen, dass sich für kleine Fluenzen (Abb. 3.5.7a) noch keine Punktstrukturen bilden, sondern diese erst mit steigender Fluenz entstehen (Abb. 3.5.7b). Im Gegensatz zu den in dieser Arbeit entstandenen Punktstrukturen bei gleicher Ionenenergie und senkrechtem Ioneneinfall (Abb. 3.5.2a) besitzen die Punktstrukturen aus [124, 125] keine hexagonale Nahordnung. Zudem beträgt die Höhe der hier gezeigten Punktstrukturen über 200 nm (Abb. 3.5.7c), während die im Rahmen dieser Arbeit entstandenen Punktstrukturen je nach verwendetem Fluss zwischen 48 nm und 67 nm hoch sind (vergleiche Abb. 3.4.6b). Weiterhin besitzen diese Punktstrukturen eine inhomogene Größenverteilung (Abb. 3.5.7b). Ein Vergleich

³² vergleiche Abschnitt 2.4

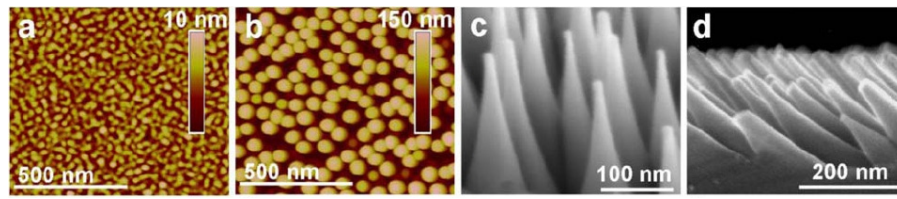


Abb. 3.5.7: Entstehende Punktstrukturen auf GaSb nach Ar^+ -Ionenbestrahlung unter senkrechtem Ioneneinfall (a–c) und unter 45° (d) nach 30 s (a), 250 s (b) und 600 s (c und d). Die Ionenenergie beträgt 500 eV. Aus [124].

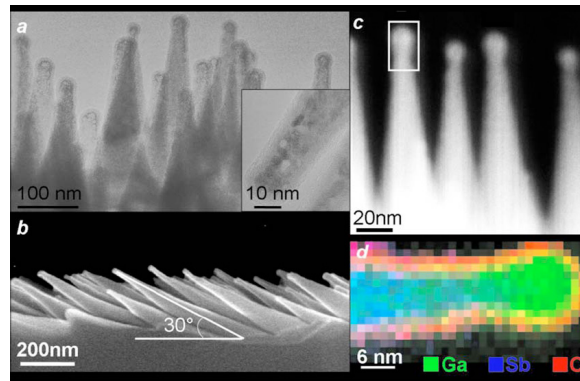


Abb. 3.5.8: Entstehende Punktstrukturen auf GaSb nach Ar^+ -Ionenbestrahlung unter senkrechtem Ioneneinfall (a, c–d) und unter 60° (b). Die verwendete Energie beträgt 500 eV, der Fluss 2×10^{14} Ionen/($\text{cm}^2 \text{s}$) und die Sputterzeit maximal 600 s. Aus [125].

mit den Temperatureffekten in Abschnitt 3.4.1 zeigt, dass bei erhöhten Substrattemperaturen die Höhe der Punktstrukturen ansteigt, während die Homogenität sinkt (Abb. 3.4.4a und Abb. 3.4.4b). Die unter einem Ioneneinfallswinkel von 45° entstandenen Punktstrukturen sind in Richtung des Ionenstrahls geneigt (Abb. 3.5.7d), was in Übereinstimmung mit den hier erhaltenen Ergebnissen ist (vergleiche Abb. 3.5.2). Die Abflachung an der Spitze dieser Punktstrukturen kann innerhalb des Modells erklärt werden, konnte aber im Rahmen dieser Arbeit nie beobachtet werden. Neben der Abflachung der Spitze ist bei Le Roy *et al.* auch ein sphärisches Gebilde an der Spitze der Punktstrukturen vorhanden. Dies ist in Abb. 3.5.8 dargestellt. Dabei konnte mittels EELS-Messungen³³ nachgewiesen werden, dass es sich um Galliumtropfen handelt (Abb. 3.5.8d). Solche Tropfen sind bei keiner der hier untersuchten Punktstrukturen aufgetreten. Weiterhin sind die erhaltenen Punktstrukturen polykristallin (Abb. 3.5.8a), was ebenfalls den hier erhaltenen Ergebnissen widerspricht. Die Punktstrukturen in Abb. 3.5.8 sind bei einer Energie der Argonionen von 500 eV, einer Sputterzeit von maximal 600 s und einem Fluss von 2×10^{14} Ionen/($\text{cm}^2 \text{s}$) entstanden.³⁴ Damit ist der in dieser Arbeit mit 5×10^{14} Ionen/($\text{cm}^2 \text{s}$) verwendete Fluss höher, ebenso die Fluenz. Daher sollten die in Abb. 3.5.8 dargestellten Punktstrukturen eine geringere Höhe als die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Punktstrukturen aufweisen. Da dies nicht der Fall ist und die Punktstrukturen wieder keine hexagonale Nahordnung aufweisen, kann von einer erhöhten Temperatur im Experiment von [125] ausgegangen werden.

³³ electron energy loss spectroscopy

³⁴ Eine genauere Aussage über die Sputterzeit und damit die Fluenz ist nicht vorgenommen worden.

3.6 Änderungen der Punktstrukturen mit der Fluenz

Nachdem bisher die Sputtertiefe bei $1,3\,\mu\text{m}$ konstant gehalten worden ist, wird diese nur variiert, um die Entwicklung der Punktstrukturen mit der Fluenz zu untersuchen. Dabei werden eine Energie von $500\,\text{eV}$ und ein Fluss von 5×10^{14} Ionen/ $(\text{cm}^2\,\text{s})$ verwendet. Damit handelt es sich um dieselben Werte, die auch zur Untersuchung der Winkelabhängigkeit (Abschnitt 3.5) verwendet worden sind. Für einen Ioneneinfallswinkel von 0° und 40° werden die gleichen Sputtertiefen untersucht, um die Ergebnisse miteinander vergleichen zu können. Die Auswahl dieser beiden Winkel erfolgt aufgrund der hexagonalen Ordnung für 0° und der Elongation der Strukturen senkrecht sowie der Neigung in Richtung des Ionenstrahls für 40° .

Die verwendeten Sputtertiefen sind in Tabelle 3.6.1 dargestellt. Aufgrund der unterschiedlichen Sputterausbeuten für die beiden Winkel³⁵ werden unterschiedliche Fluenzen für die gleiche Sputtertiefe benötigt. Dabei wird der Fluenzbereich von 4×10^{15} Ionen/ cm^2 bis $1,5 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 untersucht, was Sputtertiefen von $4\,\text{nm}$ bis $1,3\,\mu\text{m}$ entspricht. Bei der Darstellung der bei verschiedenen Fluenzen erhaltenen Strukturen für 0° und 40° (Abb. 3.6.1 und Abb. 3.6.2 beziehungsweise Abb. 3.6.3) wird die verwendete Fluenz angegeben, während bei einem Vergleich der erhaltenen Strukturen die Sputtertiefe (Abb. 3.6.4) genutzt wird.

Die erhaltenen Strukturen für einen Ioneneinfallswinkel von 0° sind in Abb. 3.6.1 dargestellt. Dabei zeigt die obere Reihe die REM-Aufnahmen, während sich direkt darunter die zugehörigen TEM-Aufnahmen befinden. Die Bildbreite der REM-Aufnahmen beträgt $1\,\mu\text{m}$, die der TEM-Aufnahmen $256\,\text{nm}$. In Abb. 3.6.1n ist die REM-Aufnahme des unbehandelten Substrats dargestellt. Dieses weist eine starke Rauigkeit auf, was auch in der TEM-Aufnahme zu erkennen ist (Abb. 3.6.1p). Dabei ist der obere (hellere) Bereich nicht kristallin; es handelt sich hierbei um das natürliche Oxid. Nach der Bestrahlung mit Ar^+ -Ionen der Fluenz von $5,0 \times 10^{15}$ Ionen/ cm^2

Tab. 3.6.1: Sputtertiefen für verschiedene Fluenzen der Argonionen einer Energie von $500\,\text{eV}$ auf GaSb. Die Sputterausbeute wird aus Tabelle 3.5.1 verwendet. Sie ist mit TRIM simuliert.

Winkel / $^\circ$	Fluenz / (Ionen/ cm^2)	Sputterausbeute / (Atome/Ion)	Sputtertiefe / nm
0	$1,5 \times 10^{18}$	1,54	1308
40	$1,2 \times 10^{18}$	1,91	1307
0	$1,0 \times 10^{18}$	1,54	872
40	$8,1 \times 10^{17}$	1,91	872
0	$5,0 \times 10^{17}$	1,54	436
40	$4,0 \times 10^{17}$	1,91	436
0	$1,0 \times 10^{17}$	1,54	87
40	$8,1 \times 10^{16}$	1,91	87
0	$5,0 \times 10^{16}$	1,54	44
40	$4,0 \times 10^{16}$	1,91	44
0	$1,0 \times 10^{16}$	1,54	9
40	$8,1 \times 10^{15}$	1,91	9
0	$5,0 \times 10^{15}$	1,54	4
40	$4,0 \times 10^{15}$	1,91	4

³⁵ vergleiche Abb. 3.5.1.

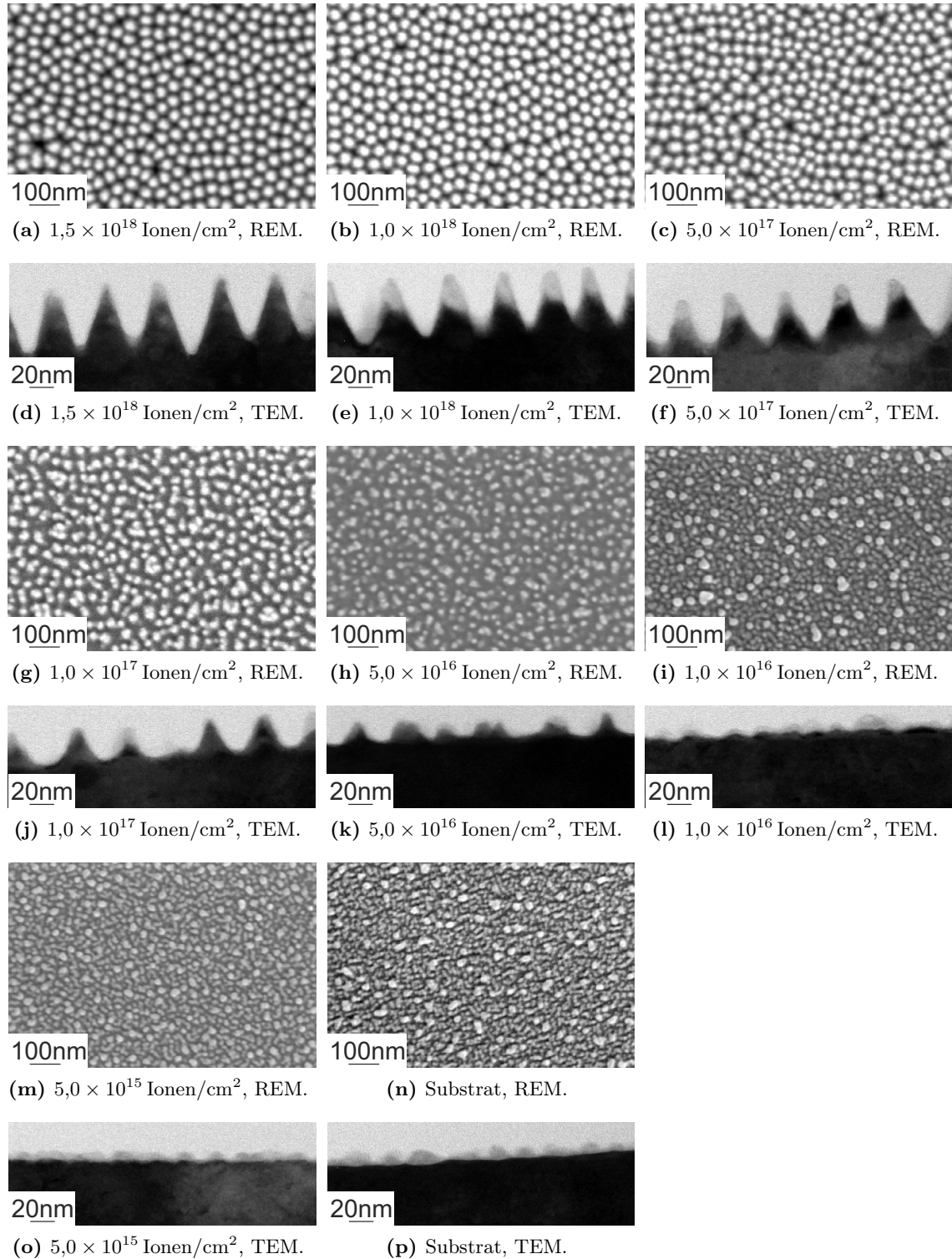


Abb. 3.6.1: REM- und TEM-Aufnahmen der Fluenzabhängigkeit für einen Einfallswinkel von 0° auf GaSb. Die Energie der Ar⁺-Ionen beträgt 500 eV und der Fluss 5×10^{14} Ionen/(cm² s).

sinkt die Rauigkeit der Oberfläche zunächst ab. So sinkt in der REM-Aufnahme der Kontrast und der hellere Bereich hat in der TEM-Aufnahme eine kleinere Amplitude (Abb. 3.6.1m und Abb. 3.6.1o). Dieses Absinken der Rauigkeit für kleine Fluenzen ist auch von Keller *et al.* [197] sowie von Le Roy *et al.* [124] beobachtet worden. Bei einer Fluenz von $1,0 \times 10^{16}$ Ionen/cm² ist in der REM-Aufnahme (Abb. 3.6.1i) erstmals eine runde Form der Strukturen vorhanden. Bei kleineren Fluenzen sind die auf der Oberfläche vorhandenen Strukturen noch beliebig geformt. Dabei sind hier noch verschiedene Strukturgrößen³⁶, die jeweils eine breite Größenverteilung besitzen, vorhanden. Weiterhin ist in der TEM-Aufnahme (Abb. 3.6.1l) bereits eine kleine sinusförmige Oberflächenmodulation vorhanden. Dabei handelt es sich um die entstehenden Punktstrukturen. Der ursprünglich vorhandene helle Bereich ist nahezu vollständig verschwunden. Im rechten Bereich der TEM-Aufnahme ist noch eine hellere Struktur vorhanden. Dieser Typ von Strukturen bilden die höhere Strukturgröße. Bei einer weiter steigenden Fluenz auf $5,0 \times 10^{16}$ Ionen/cm² ist nur noch eine Strukturgröße vorhanden (Abb. 3.6.1h). Die Punktstrukturen sind noch nicht geordnet, haben aber bereits eine Höhe von $(15,0 \pm 3,3)$ nm (Abb. 3.6.1k). Mit weiter ansteigender Fluenz steigt die Höhe dieser Punktstrukturen weiter an. Ebenso ist eine Reduzierung der Punktdichte³⁷ zu beobachten. Diese sinkende Punktdichte wird besonders beim Vergleich der REM-Aufnahmen von $1,0 \times 10^{17}$ Ionen/cm² und $5,0 \times 10^{17}$ Ionen/cm² deutlich (Abb. 3.6.1g und Abb. 3.6.1c). Weiterhin ist hier ein deutlicher Anstieg der Strukturgröße vorhanden. Diese Zunahme der Strukturgröße mit steigender Fluenz ist auch von Facsko *et al.* beobachtet worden [105]. Im Gegensatz zu Nerbø *et al.* [181] sind diese Punktstrukturen an der Spitze nicht abgeflacht und besitzen eine deutlich geringere Höhe. Die Höhe bei Nerbø *et al.* beträgt für eine Fluenz von $1,2 \times 10^{17}$ Ionen/cm² über 200 nm. Die im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Punktstrukturen wachsen mit steigender Fluenz, bis sie sich gegenseitig berühren und damit das weitere Wachstum gebremst wird. Dabei wird die Größenverteilung der Punktstrukturen kleiner. Die Erhöhung der Fluenz von $5,0 \times 10^{17}$ Ionen/cm² auf $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/cm² (Abb. 3.6.1b) erhöht die hexagonale Nahordnung der Punktstrukturen. Dabei sinkt die Anzahl der Defekte ab und die Strukturgröße wird homogener. Eine Fluenz von $1,5 \times 10^{18}$ Ionen/cm² (Abb. 3.6.1a) führt zu keiner weiteren Änderung der Ordnung oder der Strukturgröße. Die genaue Auswertung dieser Strukturen erfolgt zusammen mit den bei 40° entstandenen Punktstrukturen in Abb. 3.6.4.

Als Vergleich dazu ist in Abb. 3.6.2 die Entwicklung der bei 40° entstandenen geneigten Punktstrukturen dargestellt. Äquivalent zur gerade betrachteten Fluenzabhängigkeit zeigt die obere Reihe die REM-Aufnahmen, während sich direkt darunter die zugehörigen TEM-Aufnahmen befinden. Die Bildbreite der REM-Aufnahmen beträgt wieder 1 µm, die der TEM-Aufnahmen 256 nm. Der Pfeil gibt jeweils die Projektion der Richtung des Ionenstrahls an. Zunächst ist auffällig, dass schon bei einer Fluenz ab $4,0 \times 10^{15}$ Ionen/cm² (Abb. 3.6.2m) eine runde Form der Struktur vorliegt. Auch hier gibt es die zwei verschiedenen Strukturgrößen. Bei einem Ioneneinfallswinkel von 0° war dies bei einer Fluenz von 5×10^{15} Ionen/cm² und somit bei der gleichen Sputtertiefe noch nicht der Fall (Abb. 3.6.1m). Weiterhin ist keine so ausgeprägte Verringerung der Oberflächenrauigkeit zu beobachten, wie sie noch bei 0° aufgetreten ist. Für eine Fluenz von $8,1 \times 10^{15}$ Ionen/cm² wird die Größenverteilung der Strukturen kleiner (Abb. 3.6.2i). In der dazugehörigen TEM-Aufnahme (Abb. 3.6.2l) ist im Gegensatz zu dem Ioneneinfallswinkel von 0° noch keine Oberflächenmodulation, die auf die entstehenden geneigten Punktstrukturen hinweist, zu erkennen. Ebenso ist der amorphe Bereich an der Substratoberfläche auch

³⁶ Damit ist die laterale Strukturgröße und nicht die Höhe gemeint.

³⁷ Anzahl der Punktstrukturen pro Fläche

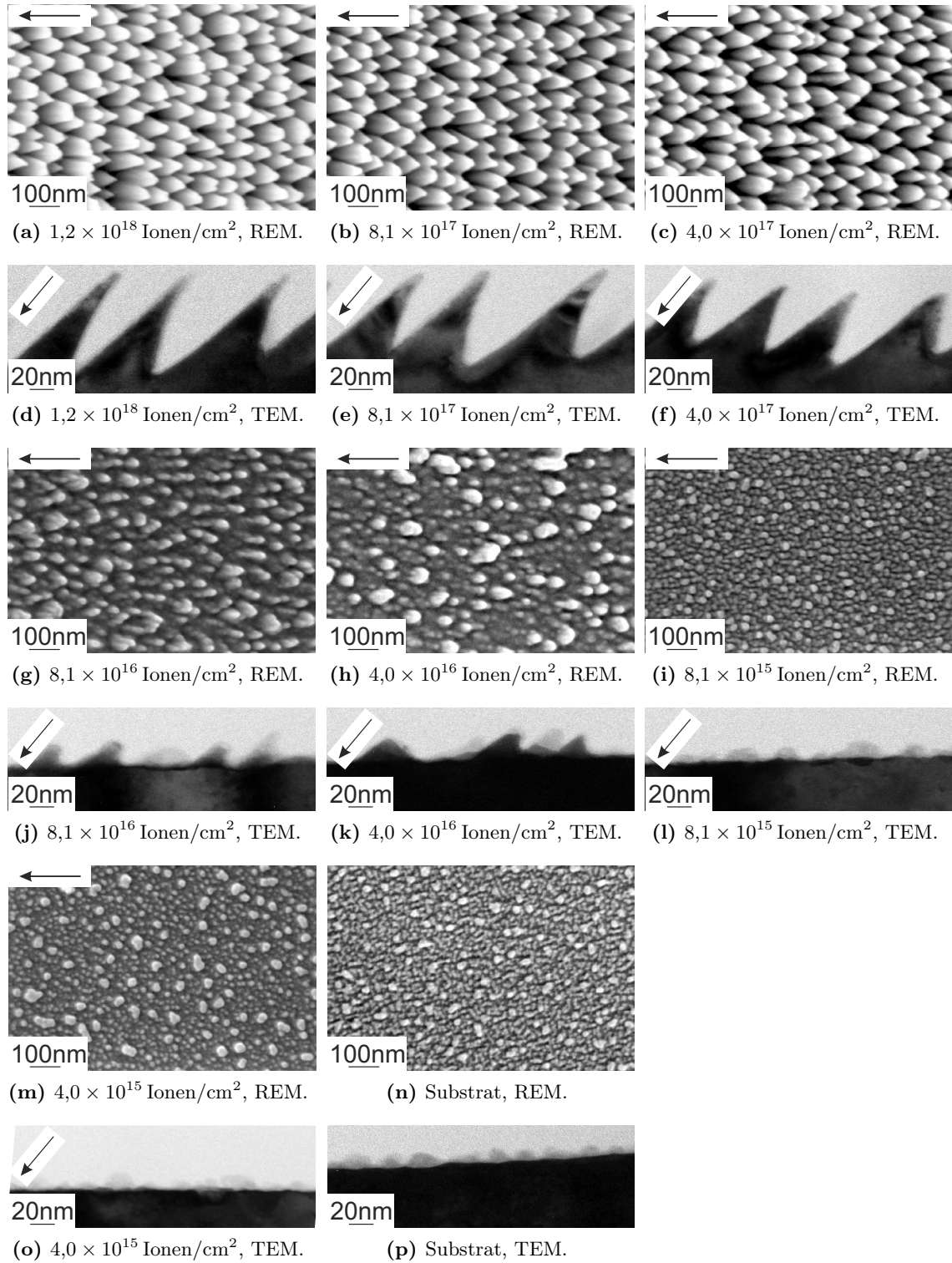


Abb. 3.6.2: REM- und TEM-Aufnahmen der Fluenzabhängigkeit für einen Einfallswinkel von 40° auf GaSb. Die Energie der Ar⁺-Ionen beträgt 500 eV und der Fluss 5×10^{14} Ionen/(cm² s). Der Pfeil zeigt die Projektion des Ionenstrahls.

noch vorhanden (heller Bereich im TEM-Bild). Bei einem weiteren Anstieg der Fluenz auf $4,0 \times 10^{16}$ Ionen/cm² wird der Beginn der Entstehung der geneigten Punktstrukturen deutlich (Abb. 3.6.2h). Die Strukturgröße steigt an und in der TEM-Aufnahme ist bereits die Neigung der Strukturen in Richtung des Ionenstrahls vorhanden (Abb. 3.6.2k). Die Neigung in Richtung des Ionenstrahls ist demnach kein Effekt, der erst bei höheren Fluenzen auftritt und auf die Abschattung durch die benachbarten Punktstrukturen zurückzuführen ist. Bei dieser Fluenz ist der Abstand der einzelnen Punktstrukturen groß genug, dass dieser Effekt ausgeschlossen werden kann. Die Höhe der geneigten Punktstrukturen beträgt bei dieser Fluenz $(20,4 \pm 7,6)$ nm in Richtung des Ionenstrahls und ist damit etwas höher als sie bei dieser Sputtertiefe für einen Winkel von 0° ist.³⁸ Eine weitere Erhöhung der Fluenz auf $8,1 \times 10^{16}$ Ionen/cm² erhöht die Anzahl der geneigten Punktstrukturen ebenso wie ihre Höhe (Abb. 3.6.2g und Abb. 3.6.2j). Zudem wird die Größenverteilung der Strukturen geringer. Im Fluenzbereich von $8,1 \times 10^{16}$ Ionen/cm² bis $4,0 \times 10^{17}$ Ionen/cm² tritt die größte Veränderung der geneigten Punktstrukturen auf. Die Punktdichte geht etwas zurück, bei einem gleichzeitigen starken Anstieg der Höhe (Abb. 3.6.2g und Abb. 3.6.2c). Hierbei handelt es sich um die gleichen Sputtertiefen wie bei einem Ionen-einfallswinkel von 0°, bei dem diese Veränderung auch aufgetreten ist. Ein weiterer Anstieg der Fluenz führt zu einer steigenden Höhe. Da bei diesen Strukturen keine hexagonale Ordnung vorliegt, wird auch keine Reduktion der Defektanzahl beobachtet.

Um die Veränderung der Ordnung und Form dieser Strukturen zu untersuchen, wird die Probenoberfläche gekippt.³⁹ Dabei beträgt der Kippwinkel der Probe 40°, so dass die Blickrichtung der Einfallrichtung des Ionenstrahls entspricht. Die so erhaltenen REM-Aufnahmen mit einer Bildbreite von 1 µm sind in Abb. 3.6.3 dargestellt. Der Inset in der unteren rechten Ecke einer jeden REM-Aufnahme zeigt, wie die Aufnahme aussieht, wenn die Probenoberfläche nicht gekippt ist. Das Symbol in der oberen linken Ecke gibt die Projektion der Richtung des Ionenstrahls an. Für die Fluenzen bis $8,1 \times 10^{15}$ Ionen/cm² ist keine deutliche Veränderung im Vergleich zu den ungekippten REM-Aufnahmen vorhanden, da hier keine Neigung der Strukturen in Richtung des einfallenden Ionenstrahls vorhanden ist (Abb. 3.6.3h, Abb. 3.6.3g, Abb. 3.6.3f). Diese tritt erst bei einer Fluenz von $4,0 \times 10^{16}$ Ionen/cm² auf. Obwohl in der ungekippten REM-Aufnahme (Abb. 3.6.2h) eine leichte Vorzugsrichtung parallel zum Ionenstrahl vorhanden ist, ist diese bei einer Blickrichtung entlang der Ionenstrahlrichtung nicht ausgeprägt (Abb. 3.6.3e). Die Strukturen weisen eine runde Form auf, sind nicht geordnet und besitzen sehr unterschiedliche Größen. Eine Erhöhung der Fluenz auf $8,1 \times 10^{16}$ Ionen/cm² führt zu einer Erhöhung der Punktdichte, einer schmalen Größenverteilung und einer leichten Vorzugsrichtung entlang der kurzen Bildrichtung (Abb. 3.6.3d). Dabei handelt es sich im ungekippten Zustand um die Richtung, welche parallel zur Projektion des Ionenstrahls auf die Oberfläche liegt. Wie schon im ungekippten Zustand zu beobachten ist, tritt die größte Veränderung im Fluenzbereich von $8,1 \times 10^{16}$ Ionen/cm² bis $4,0 \times 10^{17}$ Ionen/cm² auf (Abb. 3.6.3d und Abb. 3.6.3c). Die geneigten Punktstrukturen sind nicht mehr rund, sondern haben eine elliptische Form. Dabei ist die größere Ausdehnung der Ellipse senkrecht zur Projektion des Ionenstrahls im ungekippten Zustand (siehe Inset). Weiterhin nimmt die Größe der Strukturen in diesem Fluenzbereich stark zu, wobei die Größe der einzelnen Punktstrukturen stark variiert. Mit einer weiter ansteigenden Fluenz sind die geneigten Punktstrukturen entlang ihrer langen Richtung wie an Ketten aneinandergereiht, was wieder der Richtung senkrecht zum Ionenstrahl entspricht. Bei einer Auswertung der Ordnung ist demnach ein Anstieg dieser zu erwarten, da bei einer gleichmäßigen Größe der Punktstrukturen dieser

³⁸ $(15,0 \pm 3,3)$ nm (Abb. 3.6.1k)

³⁹ Hier wird genau wie zum Erhalt von Abb. 3.5.5 vorgegangen.

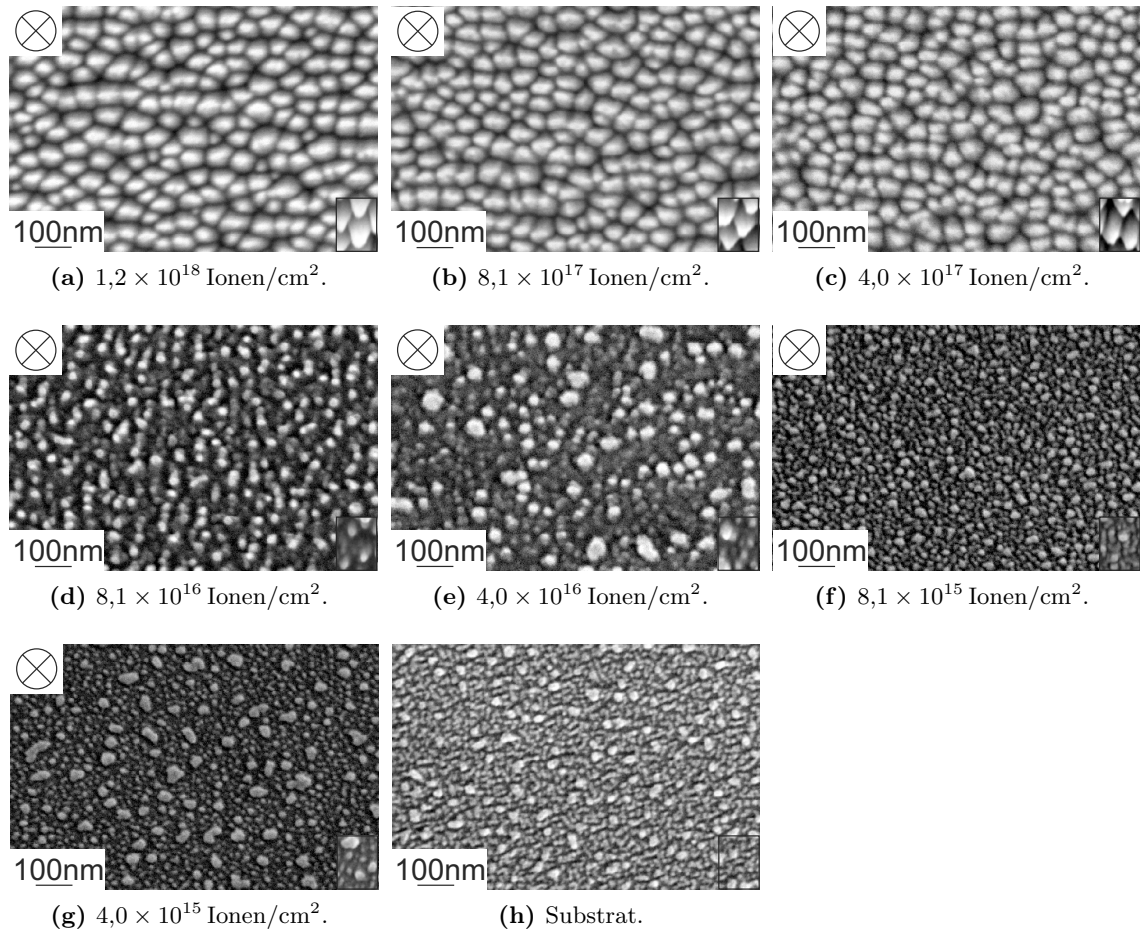
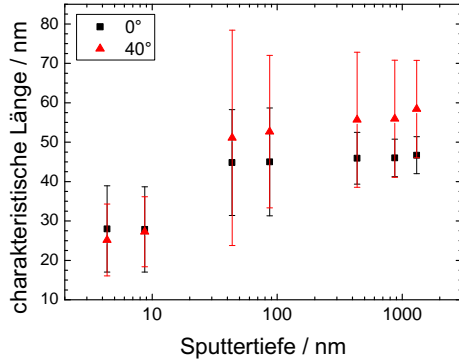


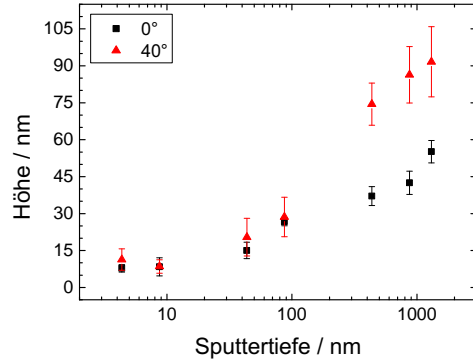
Abb. 3.6.3: Gekippte REM-Aufnahmen der bei verschiedenen Fluenzen unter einem Winkel von 40° auf GaSb entstandenen geeigneten Punktstrukturen. Die Energie der Ar⁺-Ionen beträgt 500 eV und der Fluss 5×10^{14} Ionen/(cm² s). Der Kippwinkel entspricht dem Einfallswinkel der Ionen. Damit ist die Blickrichtung entlang des Ionenstrahls, was durch das Symbol in der jeweiligen oberen linken Ecke gezeigt wird. Der Inset unten rechts zeigt die Orientierung der Punktstrukturen für einen Kippwinkel von 0° bei der Abbildung.

Abstand gleich bleibt.

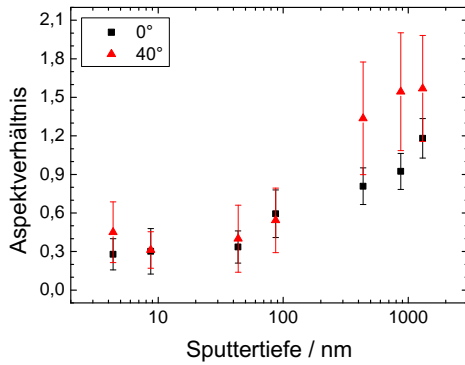
Eine genaue Auswertung der bei einem Ioneneinfallswinkel von 0° und 40° entstandenen Punktstrukturen ist in Abb. 3.6.4 dargestellt. So ist in Abb. 3.6.4a die Abhängigkeit der charakteristischen Länge von der Sputtertiefe dargestellt. Sowohl bei einer Bestrahlung unter 0° als auch unter 40° beträgt die charakteristische Länge für Sputtertiefen von weniger als 10 nm etwa (28 ± 10) nm. Hierbei handelt es sich um die charakteristische Länge, welche die Rauigkeit des unbestrahlten Substrats widerspiegelt. Für senkrechten Ionenbeschuss steigt dieser Wert auf $(44,8 \pm 13,4)$ nm für eine Sputtertiefe von 44 nm an. Mit größer werdender Sputtertiefe steigt die charakteristische Länge leicht an, bis sie $(46,7 \pm 4,7)$ nm für eine Sputtertiefe von 1,3 µm beträgt. Dieser Wert stimmt mit der von Xu *et al.* erhaltenen charakteristischen Länge von (42 ± 2) nm überein [198]. Hierbei ist zu beachten, dass die charakteristische Länge als Peak-zu-Peak-Abstand benachbarter Punktstrukturen definiert ist und somit nichts über die eigentliche Strukturgröße aussagt. So sind die bei einer Sputtertiefe von 44 nm vorhandenen Punktstruk-



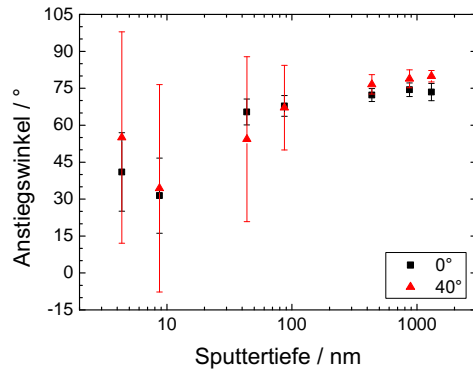
(a) Abhängigkeit der charakteristischen Länge.



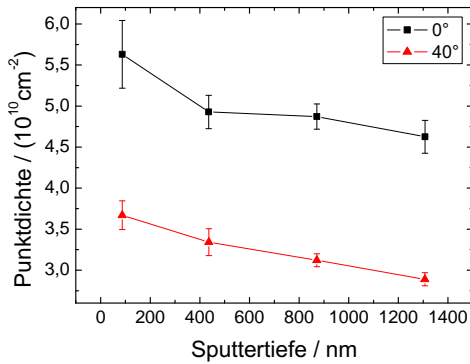
(b) Abhängigkeit der Höhe.



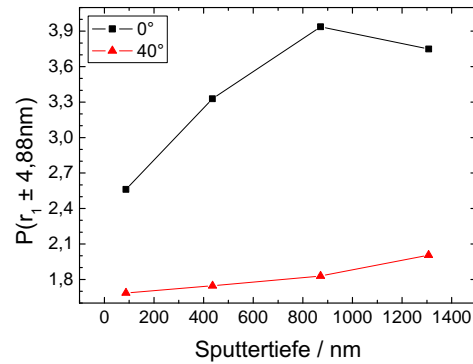
(c) Abhängigkeit des Aspektverhältnisses.



(d) Abhängigkeit des Anstiegswinkels.



(e) Abhängigkeit der Punktdichte.



(f) Abhängigkeit der Ordnung.

Abb. 3.6.4: Abhängigkeit der charakteristischen Länge (a), der Höhe (b), des Aspektverhältnisses (c), des Anstiegswinkels (d), der Punktdichte (e) und der Ordnung (f) von der Sputtertiefe ins GaSb für einen Ioneneinfallswinkel von 0° und 40° bei einer Energie der Ar⁺-Ionen von 500 eV und einem Fluss von 5×10^{14} Ionen/(cm² s).

turen deutlich kleiner als die bei $1,3\text{ }\mu\text{m}$. Dies ist beim Vergleich der beiden REM-Aufnahmen (Abb. 3.6.1h und Abb. 3.6.1a) deutlich zu erkennen. Der größere Fehler für die kleinere Sputtertiefen ist somit auf eine Unordnung der Strukturen zurückzuführen. Mit steigender Strukturgröße berühren sich die Punktstrukturen gegenseitig und weisen damit eine bessere Ordnung auf. Die Folge ist ein deutlich geringerer Fehler der charakteristischen Länge, der bei einer Sputtertiefen von 436 nm nur noch $6,6\text{ nm}$ beträgt und mit steigender Sputtertiefen weiter absinkt. Die größte Verringerung des Fehlers tritt demnach genau bei den Sputtertiefen auf, wo auch die größte Veränderung der Punktstrukturen aufgetreten ist (Abb. 3.6.1g und Abb. 3.6.1c). Dabei ist der beobachtete Anstieg der charakteristischen Länge in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Plantevin *et al.* [195] sowie Bobek *et al.* [113].

Genau wie bei senkrechtem Ionenbeschuss ist auch bei einem Einfallswinkel von 40° zunächst ein Anstieg der charakteristischen Länge und des dazugehörigen Fehlers auf jetzt $(51,1 \pm 27,4)\text{ nm}$ für eine Sputtertiefen von 44 nm vorhanden. Mit größer werdender Sputtertiefen wächst auch die charakteristische Länge bis sie $(58,4 \pm 12,4)\text{ nm}$ für eine Sputtertiefen von $1,3\text{ }\mu\text{m}$ beträgt. Im Gegensatz zu den senkrecht bestrahlten Proben sinkt bei einem Ionenbeschuss unter 40° der Fehler der charakteristischen Länge nicht so stark ab. So beträgt die charakteristische Länge $(52,7 \pm 19,4)\text{ nm}$ für eine Sputtertiefen von 87 nm und $(55,7 \pm 17,1)\text{ nm}$ für eine Sputtertiefen von 436 nm . Hierbei handelt es sich um den Bereich, in dem die größte Veränderung der geneigten Punktstrukturen auftritt (Abb. 3.6.3d und Abb. 3.6.3c beziehungsweise Abb. 3.6.2g und Abb. 3.6.2c). Die Ursache des insgesamt größeren Fehlers ist die nicht vorhandene hexagonale Ordnung. So ist bei 0° mit steigender Sputtertiefen eine steigende Ordnung aufgetreten, was zu einem kleiner werdenden Fehler führt. Weiterhin sind bei einer Bestrahlung unter einem Winkel von 40° die Punktstrukturen nicht rund, sondern elliptisch. Selbst bei einer möglichst defektfreien Anordnung ist damit entlang der langen Halbachse der Ellipse, welche senkrecht zur Projektion des Ionenstrahls auf die Probenoberfläche liegt, ein größerer Abstand zwischen den Punktstrukturen als senkrecht dazu vorhanden, was den Fehler ebenfalls erhöht. Zudem sind unterschiedlich große Punktstrukturen vorhanden, was bei einer Berührung der einzelnen Strukturen ebenfalls den Fehler der charakteristischen Länge erhöht. Mit steigender Sputtertiefen sinkt der Fehler etwas ab, was an der Anordnung der elliptischen Punktstrukturen entlang der Ketten liegt.

In Abb. 3.6.4b ist die Veränderung der Höhe mit der Sputtertiefen dargestellt. Dabei erfolgt die Bestimmung der Höhe wie in Abschnitt 2.5 beschrieben. Die Höhe für 40° ist die Höhe parallel zur projizierten Richtung des Ionenstrahls. Bei einem Winkel von 0° sinkt die Höhe der Strukturen von zunächst $(9,9 \pm 2,2)\text{ nm}$ für das unbehandelte Substrat auf $(7,8 \pm 1,5)\text{ nm}$ für eine Sputtertiefen von 9 nm . Diese Tendenz ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Keller *et al.* [197], wobei dort diese Glättung auch noch für deutlich höhere Fluenzen bis zu $1 \times 10^{17}\text{ Ionen/cm}^2$ beobachtet worden ist. Bei einer Fluenz von $1 \times 10^{17}\text{ Ionen/cm}^2$, was einer Sputtertiefen von 87 nm entspricht, beträgt die hier bestimmte Höhe $(26,7 \pm 1,7)\text{ nm}$. Mit steigender Sputtertiefen steigt die Höhe bis auf $(55,1 \pm 4,6)\text{ nm}$ an. Dieser Anstieg der Höhe mit einer anfänglichen Reduzierung der Rauigkeit zeigt einen ähnlichen Verlauf wie das von Le Roy *et al.* gemessene Verhalten der Höhe der Punktstrukturen mit steigender Fluenz [124]. Bei Bobek *et al.* ist zunächst ein Anstieg der Rauigkeit⁴⁰ und mit weiter steigender Sputtertiefen ein erneutes Absinken dieser beobachtet worden [113]. Dies lässt sich auf die steigende Nahordnung der Punktstrukturen zurückführen.

Für die Bestrahlung unter einem Winkel von 40° ist der erste Wert der Höhe etwas höher als für 0° , da die Glättung der Oberfläche durch den Ionenbeschuss nicht so ausgeprägt ist. Wei-

⁴⁰ Hierbei ist der Unterschied zwischen Rauigkeit und Höhe der Punktstrukturen zu beachten.

terhin ist auch ein Anstieg der Höhe mit der Sputtertiefe vorhanden. Dabei ist die Höhe mit $(20,4 \pm 7,6)$ nm für eine Sputtertiefe von 87 nm noch etwas kleiner als die für 0° erhaltene Höhe. Mit weiter steigender Sputtertiefe wächst die Höhe der geneigten Punktstrukturen weiter, bis sie $(91,6 \pm 14,2)$ nm für eine Sputtertiefe von $1,3 \mu\text{m}$ beträgt. Damit ist diese Höhe fast doppelt so hoch wie die bei senkrechtem Ionenbeschuss auftretende. Dieser Anstieg der Höhe der geneigten Punktstrukturen mit steigender Fluenz ist auch bei Nerbø *et al.* aufgetreten, unabhängig davon, dass die dort untersuchten geneigten Punktstrukturen eine deutlich größere Höhe bei kleinerer Fluenz und Energie besitzen [126].

Das Aspektverhältnis in Abhängigkeit der Sputtertiefe ist in Abb. 3.6.4c dargestellt. Sowohl für 0° als auch für 40° steigt das Aspektverhältnis an. Für Sputtertiefen unterhalb von 40 nm entspricht das Aspektverhältnis etwa dem der Oberflächenrauigkeit, da noch keine Punktstrukturen vorhanden sind. Mit größer werdender Sputtertiefe steigt es langsam an, aber es ist für Sputtertiefen von 44 nm und 87 nm zu berücksichtigen, dass die charakteristische Länge nicht der Strukturgröße⁴¹ entspricht. Diese Strukturen haben also eigentlich auch ein höheres Aspektverhältnis, aber es wird der Peak-zu-Peak-Abstand der einzelnen Punktstrukturen betrachtet. Für einen Ioneneinfallswinkel von 40° steigt das Aspektverhältnis von $1,37 \pm 0,44$ für eine Sputtertiefe von 436 nm bis auf $1,57 \pm 0,41$ für $1,3 \mu\text{m}$ an, wo es auch sättigt. Bei diesen Sputtertiefen ist das Aspektverhältnis für senkrechten Ioneneinfall deutlich geringer, so beträgt es $0,81 \pm 0,14$ für eine Sputtertiefe von 436 nm und $1,18 \pm 0,15$ für $1,3 \mu\text{m}$. Hierbei ist die Sättigung nicht offensichtlich, aber innerhalb der Fehlergrenzen möglich.

Zur Diskussion der Aspektverhältnisse ist der Anstiegswinkel der Punktstrukturen genutzt worden (Abb. 3.6.4d). Der Fehler des Anstiegswinkels ermöglicht eine Aussage über die Strukturen selbst. Dabei wird der Anstiegswinkel wie in Abschnitt 2.5 beschrieben bestimmt. Für senkrechten Ioneneinfall sinkt der Anstiegswinkel zunächst ab. Dies resultiert aus der Glättung der Oberfläche durch die Ionenbestrahlung. Das Minimum des Anstiegswinkels wird mit $(31,4 \pm 15,3)^\circ$ bei einer Sputtertiefe von 9 nm erreicht. Bei dieser Sputtertiefe ist eine leichte Oberflächenmodulation vorhanden (siehe TEM-Aufnahme Abb. 3.6.11). Der große Fehler resultiert aus den teilweise noch vorhandenen amorphen Bereichen⁴² sowie der Unregelmäßigkeit dieser Modulation. Für eine Sputtertiefe von 44 nm beträgt der Anstiegswinkel $(65,4 \pm 5,3)^\circ$, was den tatsächlichen Punktstrukturen entspricht. Mit einer weiteren Erhöhung der Sputtertiefe steigt dieser Wert an, bis er bei $73,4^\circ$ sättigt.⁴³ Der so erhaltene Anstiegswinkel entspricht dem bei der Energieabhängigkeit in Abschnitt 3.3 erhaltenen Sättigungswinkel von $74,7^\circ$. Obwohl die Punktstrukturen, die bei einer Sputtertiefe von $1,3 \mu\text{m}$ entstanden sind, eine größere Höhe aber die gleiche charakteristische Länge wie die bei 872 nm entstandenen Punktstrukturen besitzen, ist der Anstiegswinkel identisch. Eine mögliche Ursache dafür ist folgende: In hexagonal geordneten Bereichen befinden sich um eine einzelne Punktstruktur sechs Vertiefungen (siehe Abb. 3.7.2b). Bei diesen hohen Sputtertiefen können die geordneten Bereiche über 600 nm groß sein. Wenn bei der TEM-Lamellenpräparation ein geordneter Bereich verwendet wird, der zufällig genau parallel zur Präparationsrichtung orientiert ist, ist es möglich, dass überdurchschnittlich viele Vertiefungen mit abgebildet werden. So ist zum Beispiel in der TEM-Aufnahme dieser Punktstrukturen (Abb. 3.6.1d) in der Bildmitte eine größere Vertiefung vorhanden. Dadurch wird eine größere Höhe gemessen.

Der Anstiegswinkel der unter einem Ioneneinfallswinkel von 40° entstandenen Punktstrukturen

⁴¹ nicht zu verwechseln mit der Strukturhöhe

⁴² siehe Diskussion der entsprechenden TEM-Aufnahme

⁴³ Zur Bestimmung dieses Sättigungswinkels wird über die Anstiegswinkel der Sputtertiefen von 436 nm bis $1,3 \mu\text{m}$ arithmetisch gemittelt.

zeigt den gleichen Verlauf. Dabei ist der Fehler für Sputtertiefen kleiner gleich 9 nm je über 42°. Es ist demnach noch keine Neigung der Punktstrukturen in Richtung des Ionenstrahl beziehungsweise überhaupt noch gar keine Punktstruktur vorhanden. Dies stimmt mit den TEM-Aufnahmen zu diesen Strukturen überein (Abb. 3.6.2o und Abb. 3.6.2l). Für eine Sputtertiefe von 87 nm beträgt der Anstiegswinkel $(54,4 \pm 33,5)^\circ$. Bei dieser Sputtertiefe bilden sich die ersten geneigten Punktstrukturen. Mit weiter steigender Sputtertiefe steigt der Anstiegswinkel an, bis er bei 78,5° sättigt.⁴⁴ Diese Sättigung des Anstiegswinkels ist durch die Sättigung des Aspektverhältnisses begründet. Dieser Sättigungswinkel ist höher als der für senkrechten Ioneneinfall, was an dem höheren Aspektverhältnis dieser Strukturen liegt.

In Abb. 3.6.4e und Abb. 3.6.4f ist die Abhängigkeit der Punktdichte und der Ordnung von der Sputtertiefe dargestellt. Dabei werden nur die größeren Sputtertiefen betrachtet, bei denen schon deutlich ausgeprägte Punktstrukturen vorhanden sind. Zur Bestimmung der Ordnung und der Punktdichte werden für den Ioneneinfallswinkel von 40° die gekippten REM-Aufnahmen verwendet. Zunächst ist beiden Ioneneinfallswinkeln gemeinsam, dass die Punktdichte mit steigender Sputtertiefe sinkt (Abb. 3.6.4e). Die Ursache dafür ist die Vergrößerung der Strukturen mit steigender Fluenz. Bei einem Winkel von 0° sättigt dieser Wert für hohe Sputtertiefen, da dann keine weitere Erhöhung der charakteristischen Länge und auch keine Veränderung der Ordnung auftritt. Diese Sättigung ist bei 40° nicht vorhanden, da die Strukturgröße weiter ansteigt. Die insgesamt niedrigere Punktdichte bei einem Ioneneinfallswinkel von 40° resultiert aus der höheren charakteristischen Länge. Ein Vergleich der Ordnung beider Strukturen zeigt einen Anstieg dieser mit steigender Sputtertiefe (Abb. 3.6.4f). Dabei ist der Anstieg der Ordnung für senkrechten Ionenbeschuss deutlich größer, was auf die Entstehung der hexagonalen Nahordnung hinweist. Für Sputtertiefen größer als 1 µm sinkt die Anzahl der Defekte nicht mehr, so dass die Ordnung sättigt. Dieser Anstieg der Ordnung mit anschließender Sättigung unter senkrechtem Ioneneinfall bei steigender Fluenz ist auch von Facsko *et al.* [105] beobachtet worden. Bei einem Ionenbeschuss unter 40° ist der Anstieg der Ordnung nicht so ausgeprägt. Dies ist auch in den REM-Aufnahmen zu erkennen, wo keine hexagonale Nahordnung zu beobachten ist. Weiterhin sind die geneigten Punktstrukturen elliptisch, aber zur Bestimmung der Ordnung wird ein Kreis verwendet. Daher ist $P(r_1^{\text{hex}} \pm \epsilon)$ insgesamt niedriger. Zudem ist die Größenverteilung der Strukturen breiter. Der Anstieg der Ordnung im Bereich von 872 nm bis 1,3 µm resultiert aus der Anordnung dieser Ellipsoide entlang der Ketten, so dass keine Sättigung der Ordnung auftritt.

3.7 Vergleich mit theoretischen Modellen

In diesem Abschnitt werden die unter verschiedenen Ioneneinfallswinkeln entstandenen Punktstrukturen mit den theoretischen Modellen von Bradley und Shipman (siehe Abschnitt 2.3.5) und von Le Roy *et al.* (siehe Abschnitt 2.3.6) verglichen. Dabei wird kurz darauf eingegangen, inwiefern die Modelle mit den erhaltenen Ergebnissen übereinstimmen und wo dies nicht zutrifft. Die in Abb. 3.7.1 gezeigte Simulation wird entsprechend den in Abschnitt 2.3.5 beschriebenen gekoppelten Differentialgleichungen⁴⁵ nach der Bradley-Shipman-Theorie vorgenommen, wobei folgende Parameter verwendet werden: senkrechter Ioneneinfall, $\lambda = -0,1$, $a = 0,25$, $b = 0,37$, $c = 1$, $\nu = 1$, $\eta = 20$, Rastergröße 300×300 Punkte, laterale Schrittweite $\Delta x = \Delta y = 0,5$,

⁴⁴ Zur Bestimmung dieses Sättigungswinkels wird über die Anstiegswinkel der Sputtertiefen von 436 nm bis 1,3 µm arithmetisch gemittelt.

⁴⁵ Gleichung 2.3.23 und Gleichung 2.3.24 auf Seite 19

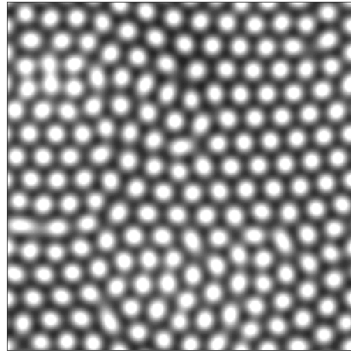
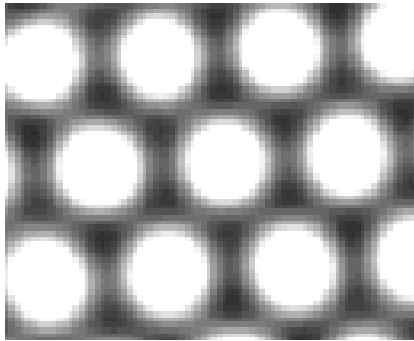
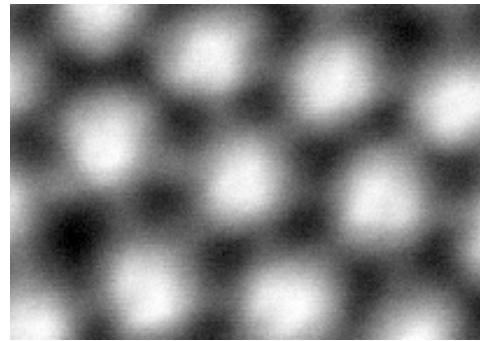


Abb. 3.7.1: Simulation der Punktstrukturen für senkrechten Ioneneinfall nach der Bradley-Shipman-Theorie aus Abschnitt 2.3.5. Die Parameter befinden sich im Text.



(a) Zoom in Simulation der Punktstrukturen von Abb. 3.7.1.



(b) REM-Aufnahme der unter senkrechtem Einfall der Ar^+ -Ionen auf GaSb entstandenen Punktstrukturen. Die Bildbreite beträgt 200 nm.

Abb. 3.7.2: Vergleich von Simulation und Messergebnis für senkrechten Ioneneinfall.

zeitliche Schrittweite $\Delta t = 0,001$ und $t = 1000$. Die so erhaltene Momentaufnahme ist in Abb. 3.7.1 dargestellt. In Übereinstimmung mit den experimentellen Resultaten bilden sich hexagonal geordnete Domänen der Punktstrukturen. Zwischen diesen beliebig zueinander orientierten Domänen befinden sich Defekte mit zumeist sieben oder fünf benachbarten Punktstrukturen. Ein Zoom in diese Simulation ist in Abb. 3.7.2a dargestellt. Um jede Punktstruktur in einem hexagonal geordneten Bereich befinden sich sechs Vertiefungen. Ein Vergleich mit einer REM-Aufnahme der unter senkrechtem Ioneneinfall entstandenen Punktstrukturen in Abb. 3.7.2b zeigt, dass auch im Experiment diese Vertiefungen zu beobachten sind.

Die für senkrechten Ioneneinfall entstehenden Punktstrukturen können mit dieser Theorie simuliert werden, während eine Neigung der Punktstrukturen in Richtung des einfallenden Ionenstrahls nicht erklärt werden kann.

Entsprechend der Bradley-Shipman-Theorie [175, 177] wird die Komponente mit der höheren Sputterausbeute in den höchsten Punkten der Oberfläche angereichert. Nach den experimentellen Befunden findet eine Anreicherung von Gallium statt,⁴⁶ was nach der Bradley-Shipman-Theorie bedeutet, dass Antimon in den Spitzen der Punktstrukturen zu finden sein sollte und

⁴⁶ vergleiche zum Beispiel das Tiefenprofil der AES-Messung Abb. 3.1.4

damit die Erhöhung der Amplitude reduziert.

Im Gegensatz dazu wird im Modell von Le Roy *et al.* [124,125] von einer Gallium-Anreicherung an der Spitze der Punktstrukturen ausgegangen (vergleiche dazu Abschnitt 2.3.6). Bei diesem Modell ist es gerade notwendig, dass sich das Element mit der geringeren Sputterausbeute auf den Punktstrukturen anreichert, da diese Spitzen sonst nicht abgeschattet werden. Nur so kann die Neigung der Punktstrukturen in Richtung des einfallenden Ionenstrahls und die hohe Amplitude erklärt werden. Die entsprechenden experimentellen Befunde von Le Roy *et al.* zeigen die gemessene Anreicherung von Gallium auf der Spitze [125]. Dabei befindet sich ein sphärisches Objekt auf der Spitze der entstandenen Punktstrukturen, welches auch in dem Modell enthalten ist (vergleiche Abb. 2.3.5). Bei allen im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Experimenten konnten nie solche Kugeln auf der Spitze der Punktstrukturen nachgewiesen werden. Die Neigung der Strukturen in Richtung des Ionenstrahls (Abb. 3.5.8b) stimmt mit den hier erhaltenen Ergebnissen überein. Dieses Modell sagt keine hexagonale Nahordnung der Strukturen voraus. Diese ist aber für senkrechten Ioneneinfall vorhanden.

Keines der vorgestellten Modelle ermöglicht es, alle auf Galliumantimonid auftretenden Strukturen zu erklären. So fehlt bei der Bradley-Shipman-Theorie die Neigung der Strukturen in Richtung des Ionenstrahls und beim Modell von Le Roy *et al.* die hexagonale Nahordnung.

Eine Verbindung beider Modelle kann die Musterbildung über den gesamten Winkelbereich erklären. So findet eine Anreicherung von Gallium an der Oberfläche statt, aber es bilden sich keine Tropfen. Diese sind nur aufgrund der hohen Temperatur von Le Roy *et al.* beobachtet worden. Stattdessen bildet sich eine Schicht an der Oberfläche, die durch das präferentielle Sputtern von Antimon mit Gallium angereichert ist. Diese Anreicherung erfolgt nicht homogen, sondern hat Fluktuationen. Dabei werden die Bereiche mit höherer Gallium-Konzentration weniger gesputtert und schatten die darunter befindliche Oberfläche ab, wodurch sich die Punktstrukturen bilden. Durch die Abschattung neigen sich die Punktstrukturen bei schrägem Ioneneinfall. Für senkrechten Ioneneinfall ist die Abschattung durch das Gallium nicht so stark ausgeprägt, da sich entsprechend der Bradley-Shipman-Theorie die stärker gesputterte Komponente in der Spitze der Punktstrukturen anreichert. Daher ist die Höhe für senkrechten Ioneneinfall geringer als für schrägen Ioneneinfall, und die Punktstrukturen weisen die hexagonale Nahordnung auf, da eine stärkere Dämpfung vorhanden ist. Der in der Bradley-Shipman-Theorie enthaltene Impulsübertrag hat nur für kleine Winkel eine glättende Wirkung, während die Oberfläche für große Winkel eine zusätzliche Instabilität aufweist. Ein Wegfall dieses glättenden Beitrags reduziert die Dämpfung, wodurch größere und ungeordnete Strukturen entstehen. Für sehr hohe Winkel weist die Kontinuumsleichung eine starke Anisotropie auf, wodurch sich die Rippel bilden.

4 Selbstorganisierte Nanostrukturen auf Germanium

In diesem Kapitel wird die Bildung von selbstorganisierten ioneninduzierten Nanostrukturen auf Germanium untersucht. Dabei bilden sich unter senkrechtem Einfall der Ga^+ -Ionen Lochstrukturen, die das inverse Muster der in Kapitel 3 beschriebenen Punktstrukturen auf Galliumantimonid sind. Das Verhalten dieser Lochstrukturen wird in Abhängigkeit der Fluenz und der Ionenenergie untersucht. Um den Einfluss der Kristallstruktur auf die Musterbildung zu untersuchen, werden diese Lochstrukturen mit denen auf zuvor amorphisiertem Germanium verglichen. Zudem wird der Fluss über vier Größenordnungen variiert, wobei ein fokussierter Ionenstrahl und ein breiter Ionenstrahl verwendet werden. Die Untersuchung der Flussabhängigkeit erfolgt, da der Fluss in allen Termen der Kontinuumsgleichung enthalten ist. Aufgrund der unterschiedlichen Strahldurchmesser wird der Einfluss des Rasterns für beide Ionenstrahlen betrachtet, da beim Rastern ein zeitlich entkoppeltes Bestrahlen der einzelnen Bereiche stattfindet. Zudem wird das Verhalten mit steigender Fluenz für beide Ionenstrahlen verglichen. Die erhaltenen Strukturen werden auf die Zusammensetzung der durch Ionenbestrahlung induzierten amorphen Schicht untersucht, um die Existenz einer zweiten Komponente (Gallium) zu überprüfen. Aufgrund der beobachteten Anreicherung von Gallium in der amorphen Schicht wird die Oberfläche zum Vergleich mit Ge^+ -Ionen bestrahlt. Damit ist nur noch eine Komponente vorhanden. Da in der Bradley-Shipman-Theorie die zweite Komponente für die Ausprägung der hexagonalen Ordnung notwendig ist, ermöglicht ein Vergleich der erhaltenen Strukturen Rückschlüsse auf die Gültigkeit der Theorie. Dabei werden die erhaltenen Strukturen mit einer Simulation verglichen. Abschließend wird die Änderung der Strukturen bei einem variierenden Ioneneinfallswinkel untersucht.

4.1 Herstellung der Strukturen

Als Substrat wird einseitig poliertes „epiready“ Germanium (Ge) verwendet. Dieses hat eine (100)-Orientierung. Eine Vorbehandlung des Substrats erfolgt nicht.¹ Die Bestrahlung erfolgt mit Ga^+ -Ionen eines fokussierten Ionenstrahls (FIBs) und eines breiten Ionenstrahls (Implanter). Zur Bestrahlung mittels FIB wird ein NVision 40 CrossBeam[®] der Firma Zeiss, kombiniert mit einer Raith-Elphy-Plus-Lithographieeinheit, verwendet. Das Rastern des FIBs wird außer zur Untersuchung der Flussabhängigkeit (Abschnitt 4.5) nicht verändert und wird daher erst dort beschrieben.² Der Strahldurchmesser des FIBs beträgt bei 5 keV und 150 pA 150 nm. Mit sinkendem Strom und steigender Ionenenergie wird er kleiner. Der Druck während der Bestrahlung beträgt 10^{-6} mbar bis 10^{-7} mbar.

Zur Bestrahlung mittels breitem Ionenstrahl wird ein Danfysik 1050 Niederenergieimplanter verwendet, der in horizontaler Richtung mit einer Frequenz von 1000 Hz und in vertikaler mit

¹ Um es zu amorphisieren, wird das Substrat in Abschnitt 4.4 vorbehandelt.

² Bei der Untersuchung des Einflusses des Rasterns in Abschnitt 4.6 wird einmal gerastert und das andere mal steht der Ionenstrahl. Daher wird das Rastern in diesem Abschnitt nicht noch einmal detailliert beschrieben.

einer Frequenz von 1016 Hz rastert.³ Der Strahldurchmesser beträgt etwa 5 mm. Um einen Einfluss des umgebenden Materials auszuschließen, wird der Probenhalter komplett mit Germanium abgedeckt. Zum Vergleich werden neben den Ga^+ -Ionen auch Ge^+ -Ionen bei der Bestrahlung mittels breitem Ionenstrahl verwendet.

Alle Bestrahlungen erfolgen bei Raumtemperatur, wobei die Ionenenergie zwischen 3 keV und 30 keV variiert wird. Der Ioneneinfallswinkel kann bei der Verwendung des FIBs beliebig verändert werden und beträgt zwischen 0° und 85° zur Oberflächennormalen. Die so erhaltenen Oberflächen werden mittels Rasterelektronenmikroskopie am NVision 40 untersucht. Zudem werden Rasterkraftmikroskopie-Aufnahmen (**a**tomic **f**orce **m**icroscopy, AFM) mit einem MultiMode™ „scanning probe microscope“ mit einem NanoScope IV Controller der Firma Veeco Instruments unter Verwendung ultrascharfer Spitzen im „tapping mode“ vorgenommen.

Die Präparation aller Lamellen für das Transmissionselektronenmikroskop (TEM) erfolgt mittels fokussiertem Gallium-Ionenstrahl am NVision 40, wie in Abschnitt 2.6 beschrieben. Dies ist notwendig, da nur ein kleiner Bereich des Germaniumsubstrats mit Ionen bestrahlt wird, was eine Zielpräparation erforderlich macht. Beim Dünnen der TEM-Lamelle werden ab einer Dicke von $2\text{ }\mu\text{m}$ 5 keV verwendet, damit die amorphe Schicht im Randbereich möglichst dünn wird und sich die Lamelle während der Präparation nicht aufheizt, da letzteres die Kristallstruktur verändern könnte. Dabei trifft der Ionenstrahl unter streifendem Einfall auf die Lamelle. Wenn sich bei diesem Winkel selbstorganisierte Nanostrukturen bilden würden, wäre eine zusätzliche Modulation am Rand der Lamelle vorhanden. So würden zum Beispiel Rippel zu Präparationsartefakten in Form von periodischen Dickenmodulationen der Lamelle führen. Daher wird zunächst untersucht, ob sich unter diesem Winkel selbstorganisierte Strukturen bilden, denn bei senkrechtem Ioneneinfall führt die Verwendung von 5 keV Ga^+ -Ionen zur Bildung von selbstorganisierten Lochstrukturen. Für streifenden Einfall treten keine Strukturen auf, sondern die Oberfläche bleibt glatt.

Die Untersuchung der mit dem FIB hergestellten TEM-Lamellen ist mit einem Titan 80-300 der Firma FEI erfolgt, welches einen Bildkorrektor zur Minimierung sphärischer Linsenfehler besitzt. Die verwendete Beschleunigungsspannung der Elektronen beträgt 300 kV. Zudem wird die Zusammensetzung der amorphen Schicht mit energiedispersiven Röntgenspektroskopie-Messungen (Abschnitt 4.8) ebenfalls in diesem TEM bestimmt.

4.2 Änderungen der Lochstrukturen mit der Fluenz

Die Bestrahlung von Germaniumoberflächen mit Ga^+ -Ionen führt bei einer geeigneten Wahl der Bestrahlungsparameter zu selbstorganisierten Lochstrukturen, welche eine hexagonale Nahordnung aufweisen. In diesem Abschnitt wird die Abhängigkeit der charakteristischen Länge, der Ordnung, der Höhe und der Lochdichte dieser Strukturen von der Fluenz untersucht. Dazu erfolgt eine Bestrahlung mit 5 keV Ga^+ -Ionen mittels eines FIBs unter senkrechtem Ioneneinfall. Diese Ergebnisse werden anschließend mit den bei 6 keV entstandenen Lochstrukturen verglichen.

In Abb. 4.2.1 sind die für verschiedene Fluenzen entstehenden Lochstrukturen dargestellt, wobei die Bildbreite der REM-Aufnahmen $2\text{ }\mu\text{m}$ ist. Dabei beträgt die verwendete Ionenenergie 5 keV,

³ Bei der Betrachtung des Einflusses des Rastern auf den Musterbildungsprozess in Abschnitt 4.6 wird dieser Ionenstrahl nicht über die Oberfläche gerastet.

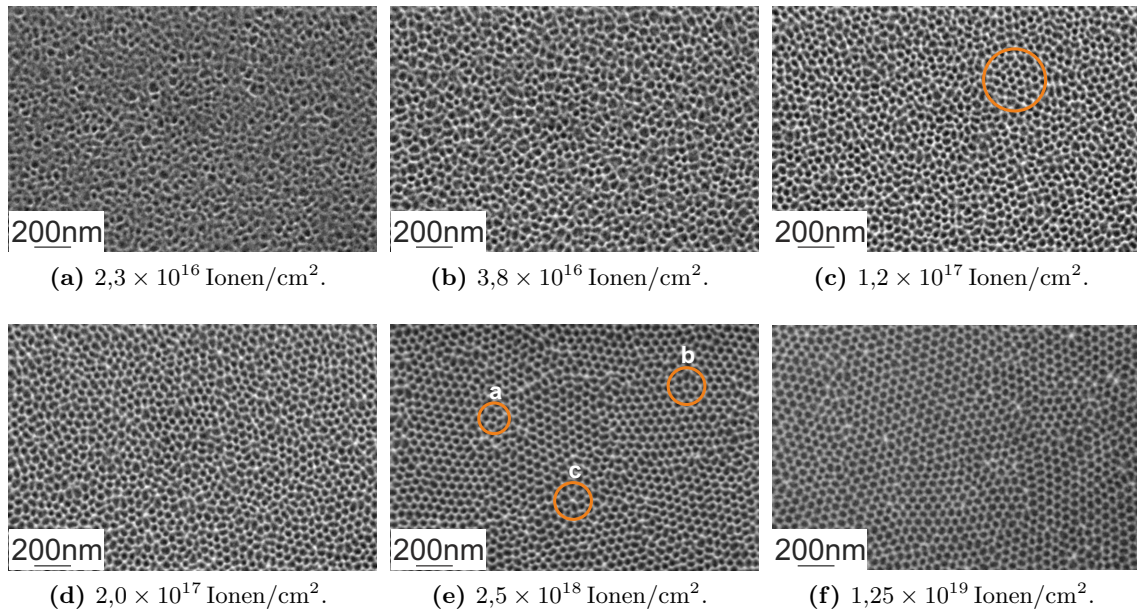
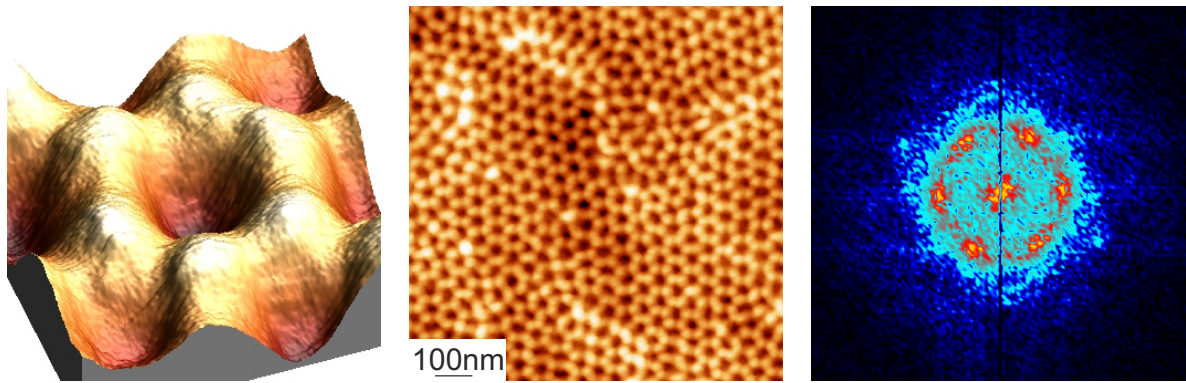


Abb. 4.2.1: REM-Aufnahmen der Lochstrukturen auf Germanium bei senkrechtem Einfall der Ga^+ -Ionen mit einer Energie von 5 keV und verschiedenen Fluenzen. Der mittlere Fluss des FIBs beträgt $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{ s}$).

wobei die Ga^+ -Ionen mit einem mittleren Fluss des FIBs⁴ von $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{ s}$) senkrecht auf die Germaniumoberfläche treffen. Für eine Fluenz von $2,3 \times 10^{16}$ Ionen/ cm^2 (Abb. 4.2.1a) sind bereits einige Löcher vorhanden. Diese besitzen keinerlei Ordnung und eine inhomogene Größenverteilung, wodurch der Fehler der charakteristischen Länge 21 % beträgt. Dabei wird die charakteristische Länge wie in Abschnitt 2.4 beschrieben bestimmt, wobei ihr Fehler die Standardabweichung der Gaußverteilung ist. Die charakteristische Länge beschreibt demnach den Abstand von der Mitte einer Lochstruktur zur Mitte der benachbarten Lochstruktur. Bei einer Fluenz von $3,8 \times 10^{16}$ Ionen/ cm^2 (Abb. 4.2.1b) ist die Größenverteilung der Lochstrukturen homogener; gleichzeitig hat die Anzahl der Lochstrukturen zugenommen, wodurch sie sich gegenseitig berühren. Es ist noch keine hexagonale Nahordnung vorhanden. Diese ist erstmals bei $1,2 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2 (Abb. 4.2.1c) in kleinen Bereichen zu erkennen. Einer davon ist durch den orangefarbenen Kreis markiert. Mit weiter steigender Fluenz auf $2,0 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2 (Abb. 4.2.1d) wird die Größenverteilung der Lochstrukturen zunehmend homogener. Weiterhin nehmen auch die hexagonal geordneten Bereiche zu. Eine genaue Analyse der charakteristischen Länge und der Ordnung dieser Strukturen erfolgt im Anschluss in Abb. 4.2.4. Bei einer Fluenz von $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 (Abb. 4.2.1e) beträgt die typische Domänengröße der hexagonal geordneten Lochstrukturen 500 nm. Aufgrund der ausgeprägten Ordnung lassen sich die typischen Punktdefekte, welche sich zwischen den geordneten Bereichen befinden, erkennen. Diese sind in der REM-Aufnahme innerhalb der orangefarbenen Kreise und mit den Buchstaben a bis c benannt. So zeigt a eine Lochstruktur, welche nur fünf nächste Nachbarn hat, b eine mit sieben nächsten Nachbarn und c eine fehlende Lochstruktur mit sechs nächsten Nachbarn. Dabei befindet sich anstelle der fehlenden Lochstruktur eine Erhebung. Hierbei handelt es sich um die

⁴ Dabei handelt es sich um den mittleren Fluss des bestrahlten Bereichs. Der Fluss im Ionenstrahl selbst beträgt $1,3 \times 10^{18}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{ s}$).



(a) Die Bildbreite beträgt 100 nm und die Höhe 9,5 nm. (b) Die Bildbreite beträgt 1 μm und die Höhe 18,9 nm. (c) FFT von (b). Diese FFT reicht bis $\pm 63,5 \mu\text{m}^{-1}$.

Abb. 4.2.2: AFM-Aufnahmen der Lochstrukturen, wobei (c) die FFT von (b) ist. Die Lochstrukturen sind durch Bestrahlung von Germanium mit Ga^+ -Ionen einer Energie von 5 keV unter senkrechtem Ioneneinfall entstanden.

gleiche Art von Punktdefekten, die auch auf Galliumantimonid auftreten. Neben den Defekten ist auch die Substruktur identisch. So befinden sich in den hexagonal geordneten Bereichen von Galliumantimonid sechs Vertiefungen um jede Punktstruktur (Abb. 3.7.2b), während in den geordneten Bereichen von Germanium um jede Lochstruktur sechs Erhöhungen vorhanden sind (Abb. 4.2.2a), welche auch von Wei *et al.* [121] beobachtet werden. Mit einer weiter steigenden Fluenz auf $1,25 \times 10^{19}$ Ionen/ cm^2 (Abb. 4.2.1f) nimmt die Ordnung der Strukturen weiter zu, so dass die Anzahl der Defekte weiter absinkt. Dabei ist es nicht möglich, die Anzahl der Defekte noch weiter zu reduzieren. Würde es keine Defekte mehr geben, wäre nur noch eine einzige hexagonal geordnete Domäne im gesamten bestrahlten Bereich vorhanden. Damit wäre das Muster nicht mehr isotrop, wie es durch die isotrope Ionenbestrahlung vorgegeben ist, sondern würde Vorzugsrichtungen aufweisen. Auch für hohe Fluenzen gibt es keinen Zusammenhang zwischen dem Rand des gesputterten Bereichs und der Richtung der geordneten Domäne, sondern diese verläuft in einem beliebigen Winkel dazu.

In Abb. 4.2.2a sind die sechs Erhebungen um eine einzelne Lochstruktur dargestellt. Diese Rasterkraftmikroskopie-Aufnahme (AFM-Aufnahme) hat eine Bildbreite von 100 nm und eine Höhe von 9,5 nm. In Abb. 4.2.2b ist ein 1 μm großer Bereich dargestellt, der mit 5 keV unter senkrechtem Ioneneinfall mit einer Fluenz von $8,0 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2 bestrahlt worden ist. Dabei beträgt die Höhenskala 18,9 nm. Hierbei ist eine ausgeprägte hexagonale Nahordnung vorhanden, was auch in der zweidimensionalen Fouriertransformierten (FFT) dieser AFM-Aufnahme (Abb. 4.2.2c) deutlich wird. Diese reicht bis $\pm 63,5 \mu\text{m}^{-1}$ und weist sechs Peaks aufgrund der hexagonalen Nahordnung auf. Wenn sich mehrere geordnete Domänen im Bild befinden würden, wäre statt den sechs Peaks ein Ring vorhanden, da diese Domänen eine beliebige Orientierung zueinander haben.

Die Form und Höhe der Lochstrukturen sowie die Dicke der amorphen Schicht werden mittels TEM bestimmt (Abb. 4.2.3). Dabei zeigen Abb. 4.2.3a und Abb. 4.2.3b eine niedrige Vergrößerung der in Abb. 4.2.1d und Abb. 4.2.1e abgebildeten Strukturen. Bei beiden Fluenzen ist im unteren (dunklen) Bildbereich das kristalline Germaniumsubstrat zu erkennen. Die darüber befindliche hellere Schicht ist durch die Ionenbestrahlung amorphisiert worden. Dass es sich um eine amorphe Schicht handelt, wird in der hochauflösenden TEM-Aufnahme in Abb. 4.2.3c

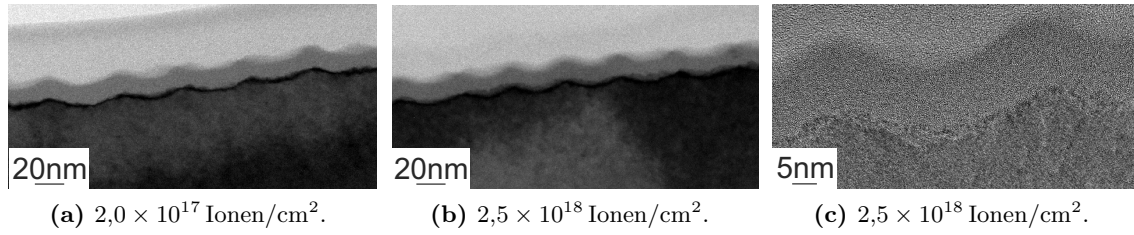


Abb. 4.2.3: TEM-Aufnahmen der bei 5 keV und verschiedenen Fluenzen unter senkrechtem Einfall der Ga^+ -Ionen auf Ge entstandenen Lochstrukturen. Der mittlere Fluss des FIBs beträgt $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{ s}$).

Tab. 4.2.1: Abhängigkeit der Höhe, der Dicke der amorphen Schicht, der Ordnung und der charakteristischen Länge von der Fluenz für die unter senkrechtem Ioneneinfall der Ga^+ -Ionen einer Energie von 5 keV entstandenen Lochstrukturen. Der mittlere Fluss des FIBs beträgt $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{ s}$).

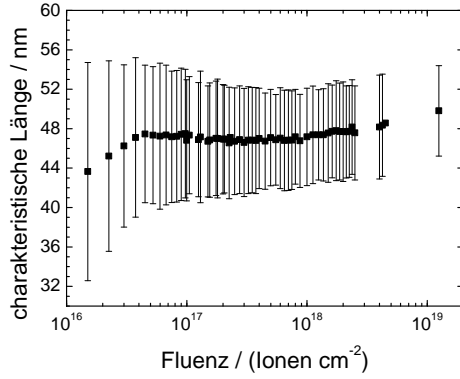
Fluenz / (Ionen/ cm^2)	Höhe / nm	charakteristische Länge / nm	$P(r_1^{\text{hex}} \pm 4,88 \text{ nm})$	Dicke der amorphen Schicht / nm
$2,0 \times 10^{17}$	$6,9 \pm 0,9$	$46,9 \pm 5,6$	3,60	$12,8 \pm 0,9$
$1,0 \times 10^{18}$	$7,1 \pm 0,9$	$47,2 \pm 4,9$	4,05	$12,8 \pm 0,9$
$2,5 \times 10^{18}$	$8,0 \pm 0,8$	$47,6 \pm 4,8$	4,22	$12,9 \pm 1,0$

deutlich. Im unteren Bereich dieser TEM-Aufnahme sind die Netzebenen zu erkennen, wobei diese die gleiche Orientierung wie das Substrat besitzen. Die Form der Lochstrukturen ändert sich für die beiden Fluenzen nicht.

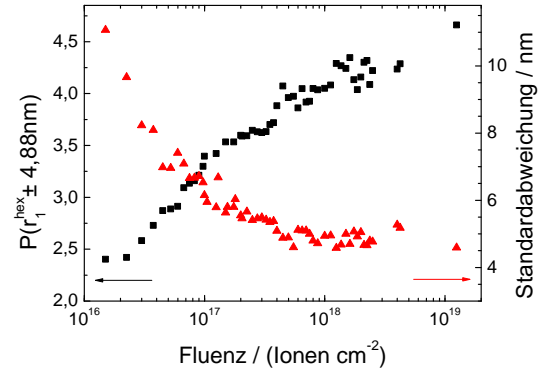
Die Höhe der Lochstrukturen ist in Tabelle 4.2.1 dargestellt. Sie beträgt $(6,9 \pm 0,9)$ nm für eine Fluenz von $2,0 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2 und steigt etwas auf $(8,0 \pm 0,8)$ nm für $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 an. Dabei ist der Anstieg aber innerhalb der Fehlergrenzen. Die hier bestimmte Höhe liegt in der gleichen Größenordnung wie die von Wei *et al.* mit 5 nm [121]. Ebenso steigt die charakteristische Länge innerhalb der Fehlergrenzen von $(46,9 \pm 5,6)$ nm für $2,0 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2 auf $(47,6 \pm 4,8)$ nm für $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 an. Der kleiner werdende Fehler der charakteristischen Länge ist auf die steigende Ordnung der Lochstrukturen von 3,60 auf 4,22 zurückzuführen.⁵ Diese charakteristische Länge stimmt mit dem von Wei *et al.* gemessenen mittleren Lochabstand von 45 nm überein, genau wie der beobachtete Anstieg der Ordnung mit der Fluenz [121]. Die Dicke der amorphen Schicht beträgt $(12,8 \pm 0,9)$ nm für $2,0 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2 und verändert sich nicht mit der Fluenz. Im Gegensatz dazu beträgt die von Wei *et al.* bestimmte Dicke der amorphen Schicht nur 5 nm [121], wobei diese in der gezeigten TEM-Aufnahme nicht zu erkennen ist. Mit ähnlicher Vergrößerung im Rahmen dieser Arbeit aufgenommene TEM-Aufnahmen zeigen auch amorphe Schichten von unter 3 nm deutlich.

Eine genaue Analyse der Fluenzabhängigkeit der Lochstrukturen für eine Ionenenergie von 5 keV ist in Abb. 4.2.4 dargestellt. Abb. 4.2.4a zeigt die Veränderung der charakteristischen Länge mit der Fluenz. Diese steigt im Bereich von $1,5 \times 10^{16}$ Ionen/ cm^2 bis $3,8 \times 10^{16}$ Ionen/ cm^2 von $(43,7 \pm 11,1)$ nm auf $(47,1 \pm 8,1)$ nm an. Mit weiter steigender Fluenz erhöht sich die charakteris-

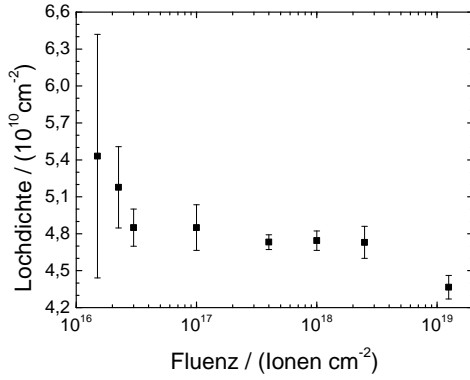
⁵ Die Ordnung wird wie in Abschnitt 2.4 beschrieben bestimmt.



(a) Abhängigkeit der charakteristischen Länge.



(b) Abhängigkeit der Ordnung und der Standardabweichung.



(c) Abhängigkeit der Lochdichte.

Abb. 4.2.4: Abhängigkeit der charakteristischen Länge (a), der Ordnung und der Standardabweichung (b) sowie der Lochdichte (c) von der Fluenz der senkrecht auf das Ge auftreffenden Ga^+ -Ionen für eine Ionenenergie von 5 keV. Der mittlere Fluss des FIBs beträgt $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{ s}$).

tische Länge bis auf $(49,8 \pm 4,6)$ nm für $1,25 \times 10^{19}$ Ionen/ cm^2 . Dieser Verlauf stimmt mit dem bei Galliumantimonid beobachten überein (Abb. 3.6.4a). Auch dort erhöht sich die charakteristische Länge innerhalb eines kleinen Fluenzbereichs stark, wobei der Anstieg mit weiter steigender Fluenz deutlich geringer ist. Diese Erhöhung ist bei Galliumantimonid bei $4,0 \times 10^{16}$ Ionen/ cm^2 und somit bei der gleichen Fluenz aufgetreten.

Der Fehler der charakteristischen Länge und somit die Standardabweichung der Gaußverteilung ist in Abb. 4.2.4b durch die roten Dreiecke dargestellt. Diese beträgt für $1,5 \times 10^{16}$ Ionen/ cm^2 11,1 nm und fällt exponentiell auf 4,6 nm für $1,25 \times 10^{19}$ Ionen/ cm^2 ab, was auf die homogenere Größenverteilung der Lochstrukturen und die steigende Ordnung mit größer werdender Fluenz zurückzuführen ist. Die steigende Ordnung ist in Abb. 4.2.4b durch die schwarzen Quadrate dargestellt. Dabei steigt die Ordnung von 2,40 für $1,5 \times 10^{16}$ Ionen/ cm^2 bis auf 4,66 für $1,25 \times 10^{19}$ Ionen/ cm^2 logarithmisch an. Für die höchste Fluenz hat also jede Lochstruktur durchschnittlich 4,66 Nachbarn. Die Differenz zu 6 resultiert aus den Defekten und der endli-

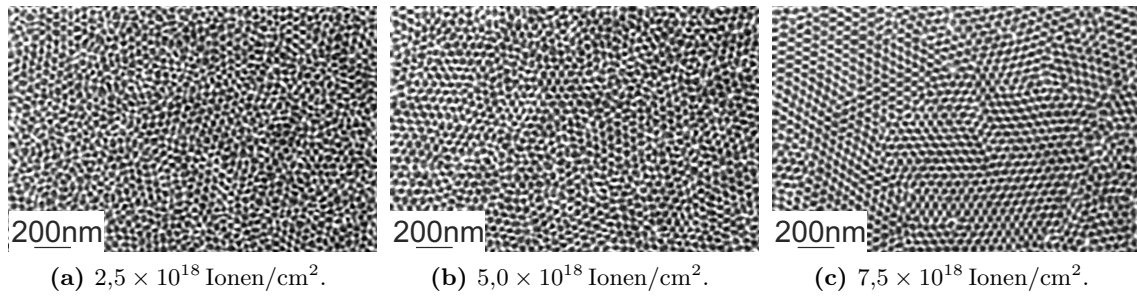


Abb. 4.2.5: REM-Aufnahmen der Lochstrukturen nach einer Bestrahlung mit verschiedenen Fluenzen bei senkrechtem Einfall der Ga⁺-Ionen auf das Ge mit einer Energie von 6 keV. Der mittlere Fluss des FIBs beträgt $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/(cm² s).

chen Bildgröße der REM-Aufnahmen. Die Lochstrukturen am Bildrand können nicht sechs im Bild befindliche nächste Nachbarn besitzen. Ein Anstieg der Ordnung mit der Fluenz ist auch bei Galliumantimonid aufgetreten (Abb. 3.6.4f).

In Abb. 4.2.4c ist die Abhängigkeit der Lochdichte⁶ von der Fluenz dargestellt. Diese sinkt von $(5,6 \pm 0,5) \times 10^{10}$ cm⁻² für eine Fluenz von $7,5 \times 10^{15}$ Ionen/cm² auf $(4,4 \pm 0,1) \times 10^{10}$ cm⁻² für $1,25 \times 10^{19}$ Ionen/cm² ab. Das stärkste Absinken der Lochdichte tritt für die Fluenzen bis 3×10^{16} Ionen/cm² auf. Die Ursache dafür ist der starke Anstieg der charakteristischen Länge in diesem Fluenzbereich. Weiterhin ist zu erkennen, dass der Fehler der Punktdichte für die Fluenzen bis $2,3 \times 10^{16}$ Ionen/cm² deutlich größer als für die höheren Fluenzen ist, was in der inhomogenen Größenverteilung der Lochstrukturen begründet ist.

Diese Fluenzabhängigkeit wird jetzt mit der Fluenzabhängigkeit nach einer Ionenbestrahlung mit 6 keV Ga⁺-Ionen verglichen. Dazu sind in Abb. 4.2.5 REM-Aufnahmen von drei verschiedenen Fluenzen gezeigt. Genau wie bei 5 keV steigt die Ordnung der Lochstrukturen mit steigender Fluenz an, das heißt, die hexagonal geordneten Bereiche werden größer. Im Gegensatz zu den bei 5 keV entstandenen Lochstrukturen werden deutlich höhere Fluenzen zum Erreichen der gleichen Ordnung benötigt. So ist die Fluenz der in Abb. 4.2.5a gezeigten Struktur genauso groß wie die Fluenz von Abb. 4.2.1e, aber die Ordnung ist signifikant kleiner. Ein genauerer Vergleich zwischen den Ionenenergien erfolgt in Abschnitt 4.3.

Die TEM-Aufnahmen der bei 6 keV unter senkrechtem Ioneneinfall entstandenen Lochstrukturen für eine Fluenz von $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/cm² und $7,5 \times 10^{18}$ Ionen/cm² sind in Abb. 4.2.6 dargestellt. Die Form der Lochstrukturen hat sich im Vergleich zu den bei 5 keV entstandenen nicht verändert. Über dem einkristallinen Germaniumsubstrat befindet sich der durch Ionenbestrahlung amorphisierte Bereich. Weiterhin zeigt sich keine Veränderung dieser Strukturen mit der Fluenz. Die Höhe dieser Strukturen sowie die Dicke der amorphen Schicht ist für drei verschiedene Fluenzen in Tabelle 4.2.2 zusammengefasst. Bei einer Fluenz von $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/cm² ist die Höhe der Lochstrukturen mit $(10,2 \pm 1,3)$ nm am geringsten. Für die beiden höheren Fluenzen von $5,0 \times 10^{18}$ Ionen/cm² und $7,5 \times 10^{18}$ Ionen/cm² ist die Höhe mit $(11,6 \pm 1,6)$ nm und $(10,8 \pm 1,1)$ nm größer. Ebenso wie bei der Ionenbestrahlung mit 5 keV ist die Höhe auch hier innerhalb der Fehlergrenzen konstant. Weiterhin ist ein Anstieg der charakteristischen Länge mit der Fluenz vorhanden. So beträgt diese $(43,8 \pm 4,8)$ nm für $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/cm² und $(46,5 \pm 3,9)$ nm für $7,5 \times 10^{18}$ Ionen/cm². Dieser Anstieg der charakteristischen Länge ist auch

⁶ Analog zur Punktdichte bei Galliumantimonid beschreibt diese die Anzahl der Lochstrukturen pro Fläche.

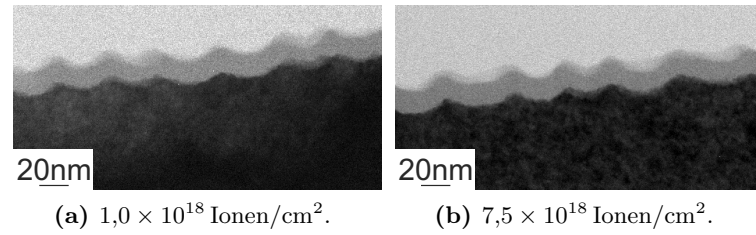
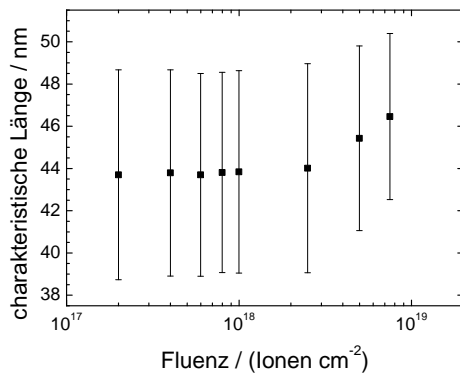


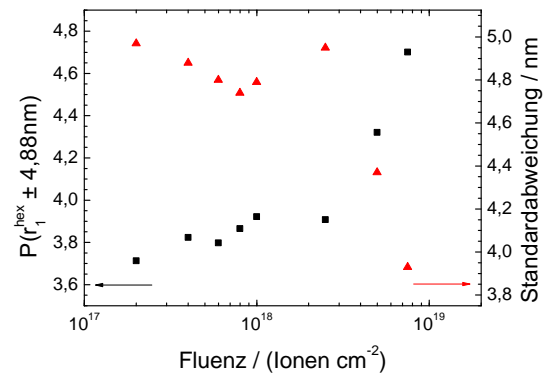
Abb. 4.2.6: TEM-Aufnahmen der bei 6 keV und verschiedenen Fluenzen unter senkrechtem Einfall der Ga^+ -Ionen auf Ge entstandenen Lochstrukturen. Der mittlere Fluss des FIBs beträgt $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{ s}$).

Tab. 4.2.2: Abhängigkeit der Höhe, der Dicke der amorphen Schicht, der Ordnung und der charakteristischen Länge von der Fluenz der bei 6 keV unter senkrechtem Einfall der Ga^+ -Ionen auf Ge entstandenen Lochstrukturen. Der mittlere Fluss des FIBs beträgt $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{ s}$).

Fluenz / (Ionen/ cm^2)	Höhe / nm	charakteristische Länge / nm	$P(r_1^{\text{hex}} \pm 4,88 \text{ nm})$	Dicke der amorphen Schicht / nm
$1,0 \times 10^{18}$	$10,2 \pm 1,3$	$43,8 \pm 4,8$	3,92	$14,3 \pm 0,8$
$5,0 \times 10^{18}$	$11,6 \pm 1,6$	$45,4 \pm 4,4$	4,32	$14,2 \pm 0,7$
$7,5 \times 10^{18}$	$10,8 \pm 1,1$	$46,5 \pm 3,9$	4,70	$14,6 \pm 0,6$



(a) Abhängigkeit der charakteristischen Länge.



(b) Abhängigkeit der Ordnung und der Standardabweichung.

Abb. 4.2.7: Abhängigkeit der charakteristischen Länge (a) sowie der Ordnung und der Standardabweichung (b) der Lochstrukturen von der Fluenz der senkrecht auf das Germanium auftreffenden Ga^+ -Ionen für eine Ionenenergie von 6 keV. Der mittlere Fluss des FIBs beträgt $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{ s}$).

bei 5 keV aufgetreten. Auch bei einer Ionenenergie von 6 keV wird der Fehler der charakteristischen Länge mit steigender Fluenz kleiner, was auf die steigende Ordnung zurückzuführen ist. Dies stimmt sowohl mit den REM-Aufnahmen (Abb. 4.2.5b und Abb. 4.2.5c) als auch mit der angegebenen Ordnung überein. Diese steigt von 3,92 für eine Fluenz von $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/cm² über 4,32 für $5,0 \times 10^{18}$ Ionen/cm² bis auf 4,70 für $7,5 \times 10^{18}$ Ionen/cm² an. Im Vergleich dazu ist die Ordnung bei einer Ionenenergie von 5 keV und einer Fluenz von $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/cm² 4,05. Diese kleine Differenz für die in den REM-Aufnahmen sehr deutlichen Unterschiede in der Ordnung resultieren aus der geringeren charakteristischen Länge für 6 keV. Damit beträgt das Intervall um die charakteristische Länge mit $\pm 4,88 \text{ nm} \pm 11,1\%$ (für 6 keV) beziehungsweise $\pm 10,3\%$ (für 5 keV) der charakteristischen Länge. Die Dicke der amorphen Schicht beträgt für eine Fluenz von $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/cm² $(14,3 \pm 0,8) \text{ nm}$ und ändert sich nicht mit steigender Fluenz. Im Vergleich zur Dicke der amorphen Schicht nach einer Ionenbestrahlung mit 5 keV Ga⁺-Ionen ist sie somit circa 1,5 nm dicker, was auf die größere Eindringtiefe der Ionen aufgrund der höheren Energie zurückzuführen ist.

In Abb. 4.2.7a ist die Abhängigkeit der charakteristischen Länge von der Fluenz gezeigt. Im Bereich von $2,0 \times 10^{17}$ Ionen/cm² bis $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/cm² ist die charakteristische Länge mit einem Wert zwischen $(43,7 \pm 5,0) \text{ nm}$ und $(44,0 \pm 5,0) \text{ nm}$ konstant, während sie für höhere Fluenzen zunimmt. Die Zunahme der charakteristischen Länge ist in dem Fluenzbereich zu beobachten, wo auch die Ordnung dieser Lochstrukturen stark zunimmt. Dies ist in Abb. 4.2.7b dargestellt. Der Anstieg der Ordnung ist sowohl an der sinkenden Standardabweichung der charakteristischen Länge als auch direkt an $P(r_1^{\text{hex}} \pm 4,88 \text{ nm})$ abzulesen. Da es sich hier im Vergleich zur Ordnung und Standardabweichung bei einer Ionenbestrahlung mit 5 keV (Abb. 4.2.4b) um einen kleineren Fluenzbereich handelt, lässt sich der genaue Verlauf dieser beiden Kurven bei 6 keV nicht exakt mit dem anderen vergleichen. Es ist aber derselbe Trend vorhanden.

4.3 Änderungen der Strukturen mit der Energie

Der Musterbildungsprozess hängt stark von den Bestrahlungsparametern ab. So führt eine Erhöhung der Ionenenergie zu einer erhöhten Eindringtiefe der Ionen in das Germaniumsubstrat. Ebenso erhöht sich die Anzahl der erzeugten Vakanzen pro einfallendem Ion mit der Energie.^{7,8} Bei einer verringerten Eindringtiefe wird die Energie näher an der Oberfläche deponiert, genau wie die Vakanzen näher an der Oberfläche erzeugt werden. Daher wird die Ionenenergie in diesem Abschnitt variiert, um den Einfluss auf den Musterbildungsprozess zu untersuchen. Die Oberfläche wird dabei unter senkrechtem Einfall der Ga⁺-Ionen mittels FIB mit Energien zwischen 3 keV und 30 keV bestrahlt, wobei die anderen Bestrahlungsparameter konstant gehalten werden.⁹ So beträgt der mittlere Fluss $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/(cm² s).

Die REM-Aufnahmen der so erhaltenen Strukturen sind in Abb. 4.3.1 und Abb. 4.3.2 dargestellt, wobei die Bildbreite jeweils 2 µm beträgt.¹⁰ Eine genaue Analyse dieser REM-Aufnahmen erfolgt im Anschluss in Abb. 4.3.3.

⁷ Diese ist mit TRIM [152] simuliert und erhöht sich etwa linear von 115 Vakanzen/Ion auf 1077 Vakanzen/Ion für den Bereich von 3 keV bis 30 keV.

⁸ Die zur TRIM-Simulation verwendeten Parameter sind: Ga⁺-Ionen, senkrechter Ioneneinfall, Masse von Germanium $m_{\text{Ge}} = 72,61 \text{ u}$, Dichte $5,35 \text{ g/cm}^3$, Oberflächenbindungsenergie $3,88 \text{ eV}$, Gitterbindungsenergie 2 eV , Energie zur Verschiebung eines Atoms („displacement energy“) 15 eV .

⁹ Die einzige Ausnahme bildet die Bestrahlung mit 30 keV (Abb. 4.3.2k und Abb. 4.3.2l) Dort wird ein breiter Ionenstrahl verwendet, was auch einen geringeren Fluss von $1,0 \times 10^{14}$ Ionen/(cm² s) zur Folge hat.

¹⁰ Die einzige Ausnahme bildet Abb. 4.3.2l, wo die Bildbreite 5 µm beträgt.

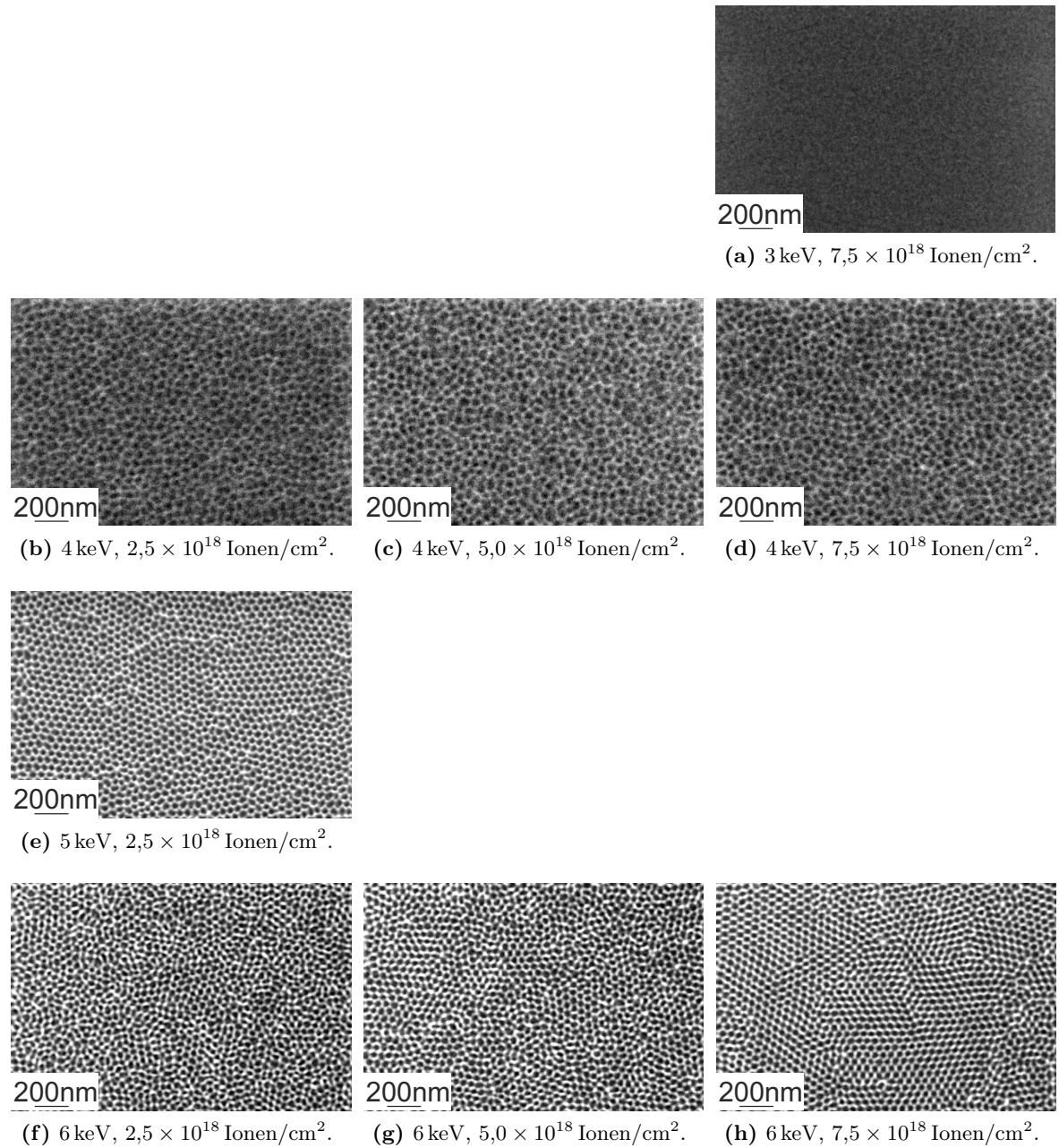


Abb. 4.3.1: REM-Aufnahmen der Energieabhängigkeit der Strukturen für verschiedene Fluenzen. Die Ga^+ -Ionen treffen senkrecht auf das Germanium, wobei der mittlere Fluss des FIBs $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/(cm²s) beträgt. Die erste Spalte zeigt jeweils eine Fluenz von $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/cm², die zweite eine von $5,0 \times 10^{18}$ Ionen/cm² und die dritte eine Fluenz von $7,5 \times 10^{18}$ Ionen/cm². Die Ionenenergie steigt pro Zeile um 1 keV an. Der zweite Teil befindet sich in Abb. 4.3.2.

Bei einer Ionenbestrahlung mit Ga^+ -Ionen einer Energie von 3 keV ist auch bei einer Fluenz von $7,5 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 keine Musterbildung vorhanden (Abb. 4.3.1a). Ebenso weist die Oberfläche nicht die leichte Rauigkeit der unbehandelten Oberfläche auf. Bei einer Erhöhung der Ionenenergie auf 4 keV (Abb. 4.3.1b bis Abb. 4.3.1d) bilden sich die schon für 5 keV und 6 keV beobachteten Lochstrukturen, wobei die charakteristische Länge für 4 keV deutlich größer ist. Weiterhin ist kein Anstieg der Ordnung mit der Fluenz vorhanden, so dass die Lochstrukturen bei $7,5 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 keine hexagonale Nahordnung besitzen (Abb. 4.3.1d). Die Größenverteilung dieser Strukturen ist sehr inhomogen und mit einer Fluenz von $3,8 \times 10^{16}$ Ionen/ cm^2 für eine Ionenenergie von 5 keV vergleichbar. Bei einer Ionenenergie von 5 keV weisen die Lochstrukturen im Gegensatz zu allen anderen Energien schon bei einer Fluenz von $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 eine ausgeprägte hexagonale Nahordnung auf, wobei die Domänengröße im Bereich von 500 nm liegt. Eine weitere Erhöhung der Fluenz hat eine Erhöhung der Ordnung und damit eine Reduktion der Defekte zur Folge, was bei der Fluenzabhängigkeit in Abschnitt 4.2 gezeigt worden ist. Ein direkter Vergleich mit der darunter befindlichen REM-Aufnahme (Abb. 4.3.1f) zeigt, dass die Ordnung für diese Fluenz bei einer Ionenenergie von 6 keV deutlich geringer ist. Für diese Energie ist eine wesentlich größere Fluenz zum Erreichen der hexagonalen Nahordnung notwendig. Dennoch ist die Ordnung bei einer Fluenz von $7,5 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 (Abb. 4.3.1h) vergleichbar mit der Ordnung von 5 keV bei $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 .

Eine Ionenenergie von 7 keV führt dazu, dass sich für eine Fluenz von $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 keine Lochstrukturen bilden (Abb. 4.3.2a), was sich auch bei einem Anstieg der Fluenz auf $5,0 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 und $7,5 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 nicht ändert. Die Oberfläche wird rauer, aber besitzt durchaus einen genau definierten Abstand zwischen den Erhebungen. Da bei einer Ionenenergie von 6 keV die Ordnung auch erst bei einer höheren Fluenz auftritt, wird die Fluenz für 7 keV ebenfalls weiter erhöht. So ist bei einer Fluenz von $2,3 \times 10^{19}$ Ionen/ cm^2 (Abb. 4.3.2f) die gleiche Oberflächenstruktur wie bei einer Fluenz von $1,0 \times 10^{19}$ Ionen/ cm^2 (Abb. 4.3.2d) vorhanden. Dabei handelt es sich nicht um eine beliebig raue Oberfläche, aber auch nicht um definierte Lochstrukturen. An dieser Stelle sei auf die dazugehörige TEM-Aufnahme (Abb. 4.3.4i) verwiesen, wo sich der Querschnitt nur unwesentlich von denen der Lochstrukturen unterscheidet. Eine Ionenenergie von 10 keV führt zu einer Vergrößerung der Strukturen. So ist in Abb. 4.3.2g die Oberfläche nach einer Bestrahlung mit $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 dargestellt. Diese verändert sich nicht, auch wenn die Fluenz bis auf $7,5 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 erhöht wird. Im Vergleich zu 7 keV steigt sowohl die laterale als auch die vertikale Länge an. Da keine Veränderung innerhalb dieses Fluenzbereichs auftritt, sind in Abb. 4.3.2j die Strukturen nach einer Bestrahlung mit einer Fluenz von $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 abgebildet. Auch hier ist kein deutlicher Unterschied zu den höheren Fluenzen vorhanden, so dass von einer Sättigung der Strukturgröße bei dieser Fluenz ausgegangen werden kann. Zum Vergleich befinden sich rechts daneben die Strukturen, welche nach einer Bestrahlung mit 30 keV und einer Fluenz von $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 entstehen (Abb. 4.3.2k). Dabei handelt es sich im Gegensatz zu den anderen gezeigten Strukturen um Strukturen, die durch Bestrahlung mittels breitem Ionenstrahl entstanden sind. Ein Vergleich mit der Literatur zeigt, dass es sich um die gleichen Strukturen handelt, die nach einer Ionenbestrahlung mittels 30 keV Ga^+ -Ionen mit dem FIB auftreten [127, 199]. Hierbei ist die Strukturgröße im Vergleich zu 10 keV noch einmal deutlich angestiegen, zudem ist die Struktur poröser. In einer niedrigeren Vergrößerung dieser Fluenz (Abb. 4.3.2l) ist zudem zu erkennen, dass die Strukturen nicht so homogen wie die bei niedrigeren Energien erhaltenen sind. Diese Abhängigkeit von der Energie ist auch von Böttger *et al.* [129] bei der Bestrahlung von Germanium mit Bismut-Ionen beobachtet worden: Bei einer Ionenenergie von 10 keV sind Punktstrukturen vorhanden, deren Ordnung mit steigender Energie sinkt, bis sich poröse Strukturen bilden, die mit weiter zuneh-

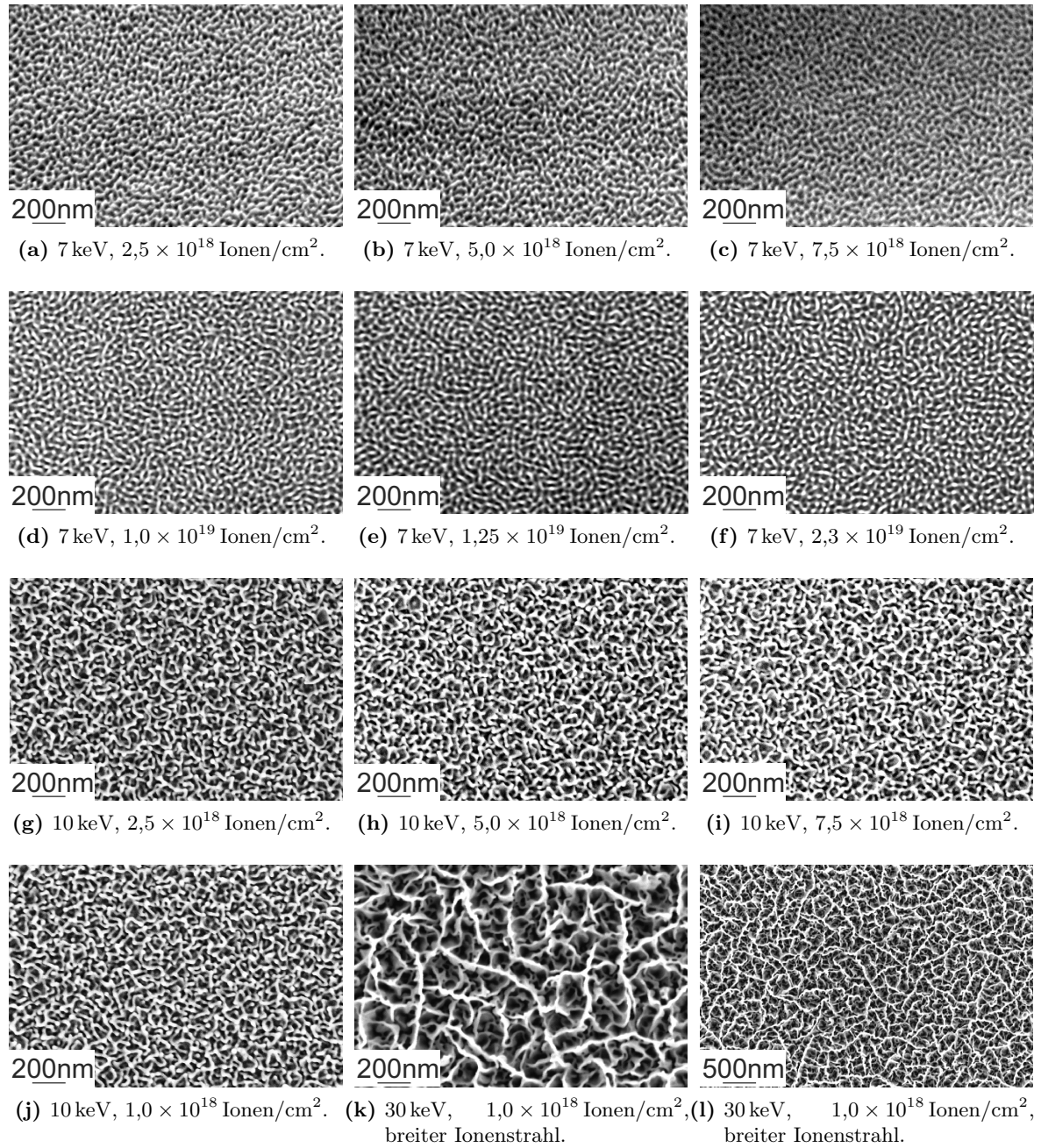
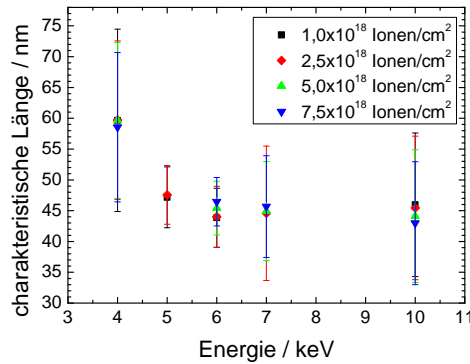
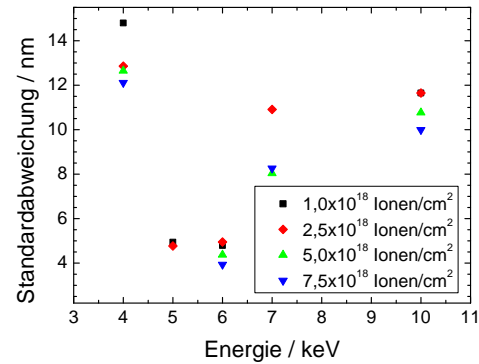


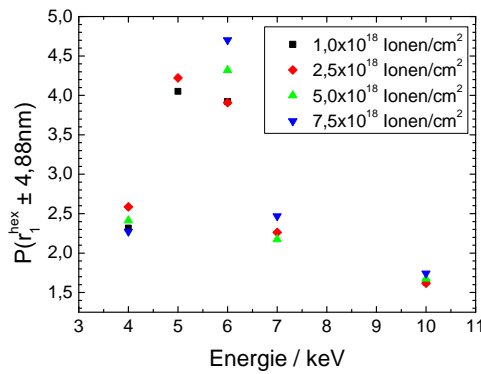
Abb. 4.3.2: REM-Aufnahmen der Energieabhängigkeit der Strukturen für verschiedene Fluenzen. Die Ga^+ -Ionen treffen senkrecht auf das Germanium, wobei der mittlere Fluss des FIBs $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/(cm² s) beträgt. Bei 30 keV ((k) und (l)) ist die Bestrahlung mit breitem Ionenstrahl und einem Fluss von $1,0 \times 10^{14}$ Ionen/(cm² s) erfolgt. Der erste Teil befindet sich in Abb. 4.3.1.



(a) Abhängigkeit der charakteristischen Länge.



(b) Abhängigkeit der Standardabweichung.



(c) Abhängigkeit der Ordnung.

Abb. 4.3.3: Abhängigkeit der charakteristischen Länge (a), der Standardabweichung (b) und der Ordnung (c) der Strukturen von der Energie für verschiedene Fluenzen. Die Ga^+ -Ionen treffen senkrecht auf das Germanium, wobei der mittlere Fluss des FIBs $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{ s}$) beträgt.

mender Energie immer größer werden.

Die Analyse der bei verschiedenen Energien entstandenen Strukturen bezüglich charakteristischer Länge, Standardabweichung und Ordnung ist in Abb. 4.3.3 dargestellt. Dabei wird auch der Verlauf dieser Größen mit der Fluenz betrachtet.

In Abb. 4.3.3a ist der Verlauf der charakteristischen Länge mit der Ionenenergie dargestellt. Dabei ist die charakteristische Länge für 4 keV am größten und sinkt mit größer werdender Energie ab. Obwohl es sich für Energien größer als 6 keV nicht mehr um Lochstrukturen handelt, bleibt der Abstand der Vertiefungen bis 10 keV erhalten. Für eine Ionenenergie von 30 keV (nicht im Diagramm) ist dieser Abstand aufgrund der größeren Struktur mit $(82,4 \pm 35,7)$ nm deutlich höher, wobei der große Fehler aus der Unregelmäßigkeit der Struktur resultiert (siehe Abb. 4.3.2k). Zwischen 5 keV und 7 keV ist eine Erhöhung der charakteristischen Länge mit der Fluenz vorhanden, die bereits in Abschnitt 4.2 für 5 keV und 6 keV separat diskutiert worden ist. Dass bei 7 keV das gleiche Verhalten zu beobachten ist, weist auf die starke Ähnlichkeit mit den Lochstrukturen hin. Im Gegensatz dazu sinkt für 10 keV der Abstand der Vertiefungen mit

der Fluenz, was auf einen anderen Typ von Struktur zurückzuführen ist. Das hier beobachtete Absinken der charakteristischen Länge mit der Ionenenergie ist zum Verhalten auf Galliumantimonid gegensätzlich, wo diese mit der Energie zunimmt (Abb. 3.3.5a). Das unterschiedliche Verhalten mit steigender Ionenenergie resultiert aus unterschiedlichen materialspezifischen Parametern für Germanium und Galliumantimonid.

Der Fehler der charakteristischen Länge ist in Abb. 4.3.3b dargestellt. Zunächst fällt auf, dass die Standardabweichung für 5 keV und 6 keV am geringsten ist, während sie für größere und kleinere Ionenenergien ansteigt. Allen Energien ist gemeinsam, dass die Standardabweichung mit steigender Fluenz sinkt. Das bedeutet, dass die Strukturgröße homogener wird beziehungsweise die Strukturen besser geordnet sind. Letzteres gilt besonders für 5 keV und 6 keV. Die Standardabweichung ist für Fluenzen ab $7,5 \times 10^{18}$ Ionen/cm² für 6 keV kleiner als für 5 keV, da die charakteristische Länge für 6 keV geringer ist. Dabei ist das Verhältnis von Standardabweichung zu charakteristischer Länge in beiden Fällen kleiner als 10 %. Auch bei den Energien, wo keine deutliche Veränderung mit der Fluenz in den REM-Aufnahmen zu erkennen ist, sinkt die Standardabweichung.

Um unterscheiden zu können, ob die sinkende Standardabweichung nur auf eine homogenere Größenverteilung oder auf eine bessere Ordnung zurückzuführen ist, ist letztere in Abb. 4.3.3c dargestellt. Wie in den REM-Aufnahmen zu erkennen war, ist die Ordnung für 5 keV und 6 keV am größten und steigt mit steigender Fluenz weiter an. Da die charakteristische Länge für 5 keV größer ist, bedeutet eine gleich große Zahl eine größere Ordnung, da das Intervall jeweils $\pm 4,88$ nm beträgt. Dieser Anstieg der Ordnung mit der Fluenz ist auch für 7 keV zu beobachten, wobei auch für Fluenzen von $1,0 \times 10^{19}$ Ionen/cm² noch Werte von unter 3,0 erreicht werden. Für eine weiter steigende Energie auf 10 keV ist die Erhöhung der Ordnung noch geringer. Zusammenfassend lässt sich feststellen, dass die Verringerung der Standardabweichung nur für 5 keV und 6 keV (und teilweise für 7 keV) in einer Erhöhung der Ordnung begründet ist, während bei den anderen Energien die Größenverteilung homogener wird.

Die Höhe der bei verschiedenen Energien entstandenen Strukturen sowie die Dicke der durch Ionenbestrahlung amorphisierten Schicht wird mittels TEM-Aufnahmen untersucht. Diese sind in Abb. 4.3.4 dargestellt. Dabei ist zu jeder gezeigten Energie eine TEM-Aufnahme mit einer Bildbreite von 256 nm und eine höhere Vergrößerung mit einer Bildbreite von 75,8 nm vorhanden. Die verwendete Fluenz beträgt $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/cm², außer bei 7 keV, wo sie $1,25 \times 10^{19}$ Ionen/cm² ist, um eine möglichst homogene Oberfläche zu erhalten. In Abb. 4.3.4a ist die unbehandelte Germaniumoberfläche dargestellt. Dabei ist der untere dunkle Bereich das kristalline Germaniumsubstrat, auf dem sich eine amorphe Schicht (hellerer Streifen darüber) befindet. Dies ist das natürliche Oxid. Sowohl im kristallinen als auch im amorphen Bereich sind Vertiefungen der Oberfläche zu erkennen. So befindet sich zum Beispiel im orangefarbenen Kreis eine solche mit einer Tiefe von 1 nm. Diese Unregelmäßigkeiten in der Oberfläche sind auch in der höheren Vergrößerung (Abb. 4.3.4d) der TEM-Aufnahme sowie in einer REM-Aufnahme der unbehandelten Oberfläche (Abb. 4.3.6a) zu erkennen. Bei einer Bestrahlung mit 3 keV Ga⁺-Ionen einer Fluenz von $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/cm² (Abb. 4.3.4b und Abb. 4.3.4e) sind diese Unebenheiten nicht mehr vorhanden. Der amorphe Bereich wird größer, was durch die Amorphisierung des Germaniumsubstrats durch die einfallenden Ionen verursacht wird. Die Glättung der Oberfläche durch die Ionenbestrahlung mit 3 keV wird noch einmal separat in Abb. 4.3.6 betrachtet. Im Bereich von 4 keV bis 6 keV handelt es sich um Querschnitte der Lochstrukturen. Dabei ist bei den niedrigeren Vergrößerungen (Abb. 4.3.4c, Abb. 4.3.4g, Abb. 4.3.4h) die sinkende charakteristische Länge mit zunehmender Energie zu erkennen. Weiterhin nehmen die Höhe der Strukturen sowie die Dicke der amorphen Schicht zu, was in den höheren Vergrößerungen zu sehen ist (Abb.

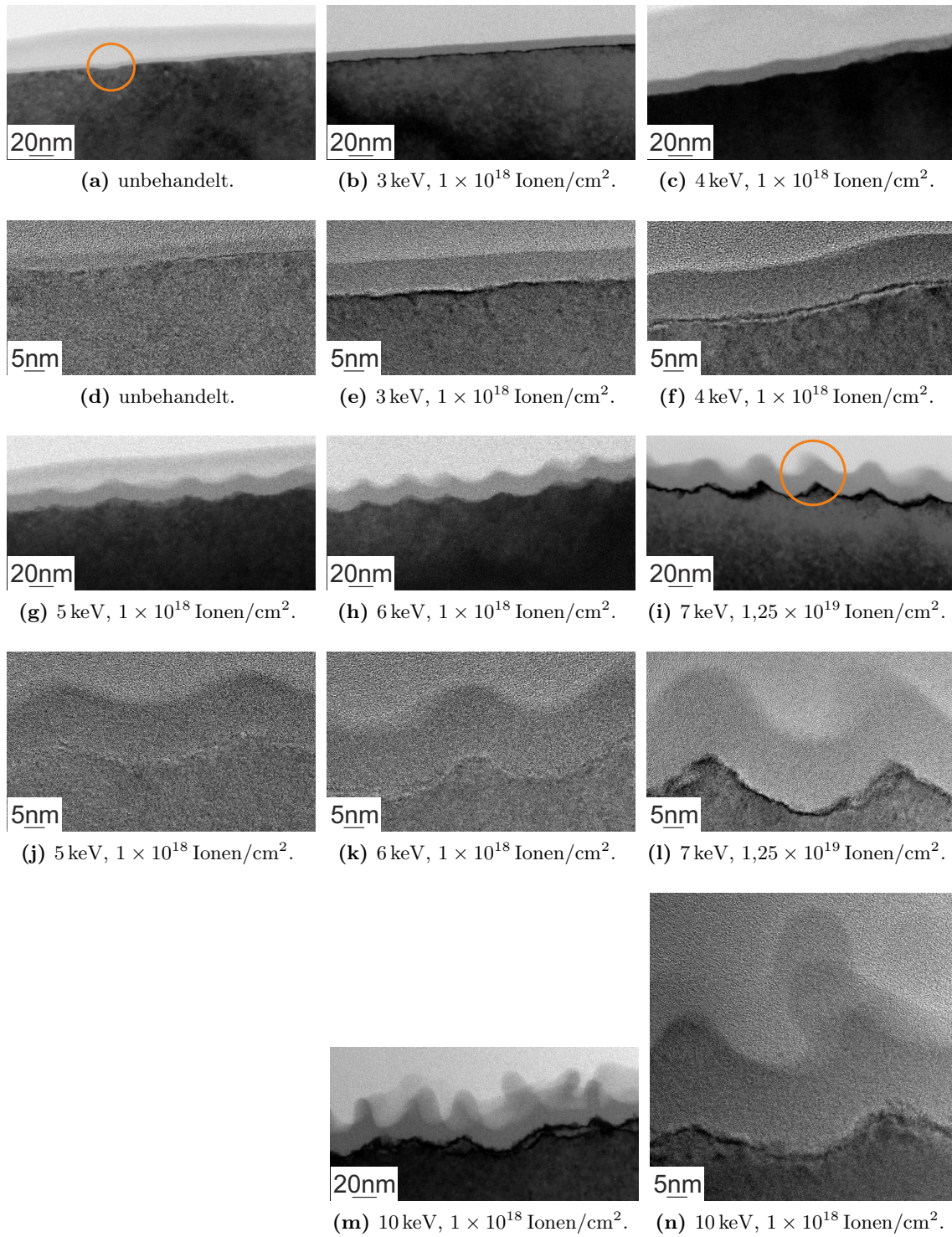


Abb. 4.3.4: TEM-Aufnahmen der bei verschiedenen Energien unter senkrechten Ga⁺-Ioneneinfall auf Ge entstandenen Strukturen. Der mittlere Fluss des FIBs beträgt $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/(cm² s) und die Fluenz außer bei 7 keV $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/cm². Bei 7 keV beträgt sie $1,25 \times 10^{19}$ Ionen/cm². Von jeder Struktur ist eine TEM-Aufnahme mit einer Bildbreite von 256 nm und eine mit einer Bildbreite von 76 nm dargestellt.

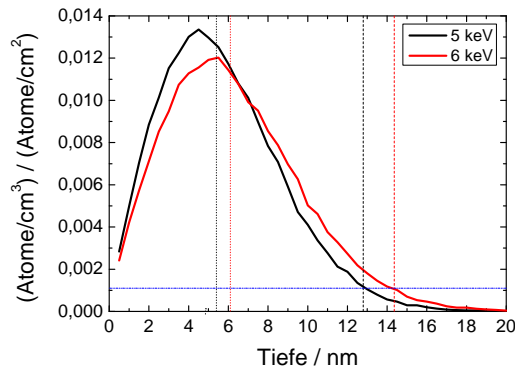
4.3.4f, Abb. 4.3.4j, Abb. 4.3.4k). Bei einer Ionenenergie von 7 keV zeigt die TEM-Aufnahme die entstandenen Strukturen nach einer Bestrahlung mit einer Fluenz von $1,25 \times 10^{19}$ Ionen/cm². In der entsprechenden REM-Aufnahme dieser Oberfläche (Abb. 4.3.2e) wird deutlich, dass es sich nicht um Lochstrukturen handelt, während der Querschnitt auf den ersten Blick nicht von diesen zu unterscheiden ist. Eine genauere Betrachtung des amorphen Bereichs im orangefarbenen Kreis zeigt, dass dieser im Gegensatz zu den niedrigeren Energien nicht genau der kristallinen Oberfläche folgt, sondern nach links breiter ist. Dieser Bereich wird in der höheren Vergrößerung (Abb. 4.3.4l) genauer betrachtet. Hierbei handelt es sich um die in der REM-Aufnahme sichtbare wurmartige Struktur, die sich über die Dicke der Lamelle nach links biegt. Bei einer Ionenenergie von 10 keV wird die Oberfläche inhomogener (Abb. 4.3.4m). Die entstehenden Strukturen sind nicht mehr genau senkrecht zur Oberfläche, sondern weisen eine breitere Winkelverteilung auf. An den Bereichen, wo der kristalline Bereich Erhebungen hat, ist der amorphe Bereich mit $(47,4 \pm 5,8)$ nm im Vergleich zu $(18,8 \pm 2,5)$ nm deutlich dicker. Dies wird in Abb. 4.3.4n deutlich. Weiterhin ist auch eine ähnliche Form des kristallinen Substrats im Vergleich zu den Lochstrukturen vorhanden, was die gleichbleibende charakteristische Länge erklärt. Bei der Betrachtung der amorphen Schicht in Abb. 4.3.5 wird bei einer Energie von 10 keV die Höhe im Tal verwendet.

Zum Vergleich der Dicke der amorphen Schicht mit der von TRIM simulierten mittlerem Eindringtiefe der Ga⁺-Ionen in das Germanium ist die Tiefenverteilung¹¹ der Galliumionen für eine Ionenenergie von 5 keV und 6 keV in Abb. 4.3.5a dargestellt. Zur Simulation werden die in der Fußnote auf Seite 89 angegebenen Parameter verwendet. Die von TRIM ausgegebene mittlere Eindringtiefe von 5,4 nm für 5 keV ist durch die schwarze gepunktete senkrechte Linie eingezeichnet, während die mittlere Eindringtiefe für 6 keV bei 6,1 nm durch die rote gepunktete Linie dargestellt wird. Die aus den TEM-Aufnahmen für verschiedene Fluenzen bestimmte Dicke der amorphen Schicht ist durch die schwarze (für 5 keV) und die rote (für 6 keV) gestrichelte Linie dargestellt. Dabei schneiden diese beiden gestrichelten Linien die Verteilung jeweils bei $0,0011 \text{ (Atome/cm}^3\text{)} / \text{(Atome/cm}^2\text{)}$, was durch die horizontale blaue Linie eingezeichnet ist. Für die Dicke der amorphen Schicht ist nicht die mittlere Eindringtiefe entscheidend, sondern es müssen eine bestimmte Anzahl von Ionen diese Tiefe erreichen um eine Amorphisierung des kristallinen Germaniumsubstrats zu erreichen. Im Vergleich mit der mittleren Eindringtiefe der Ionen ergibt sich für beide Energien ein Faktor von etwa 2,3.

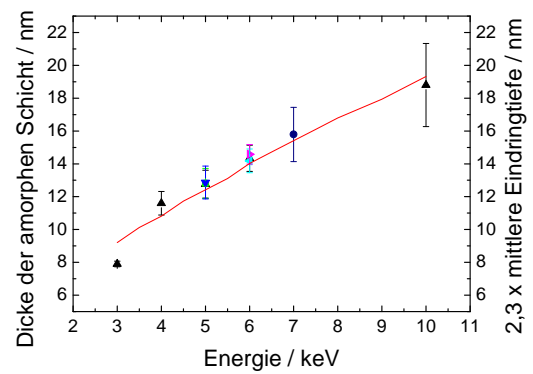
In Abb. 4.3.5b ist die aus TEM-Aufnahmen bestimmte Dicke der amorphen Schicht für verschiedene Energien dargestellt, wobei ein nahezu linearer Zusammenhang besteht. Für verschiedene Fluenzen (Legende ist in Abb. 4.3.5d) ändert sich die Dicke nicht. Bei der eingezeichneten roten Linie handelt es sich um die mittlere Eindringtiefe aus den TRIM-Simulationen, die mit dem Faktor 2,3 multipliziert worden ist. Daran lässt sich ablesen, dass die Dicke der amorphen Schicht genau der so erhaltenen Tiefe entspricht. Für 7 keV ist der Fehler mit 1,7 nm etwa doppelt so hoch wie für die kleineren Energien. Die Ursache dafür ist die beginnende Asymmetrie der Dicke der amorphen Schicht. Schon bei dieser Energie ist sie in den Tälern etwas geringer als auf den Erhebungen, was sich für 10 keV noch verstärkt.

In Abb. 4.3.5c ist die Abhängigkeit der Höhe von der Ionenenergie dargestellt (Legende ist in Abb. 4.3.5d). Diese beträgt 0 nm für 3 keV, da die Oberfläche geglättet wird. Für 4 keV bis 6 keV handelt es sich um die Höhe der Lochstrukturen, während bei 7 keV die Tiefe der wurmartigen Strukturen angegeben ist. Bei 4 keV beträgt diese Höhe $(2,9 \pm 0,6)$ nm, bei 5 keV zwischen $(6,9 \pm 0,9)$ nm und $(8,0 \pm 0,8)$ nm und bei 6 keV zwischen $(10,2 \pm 1,3)$ nm und $(11,6 \pm 1,6)$ nm.

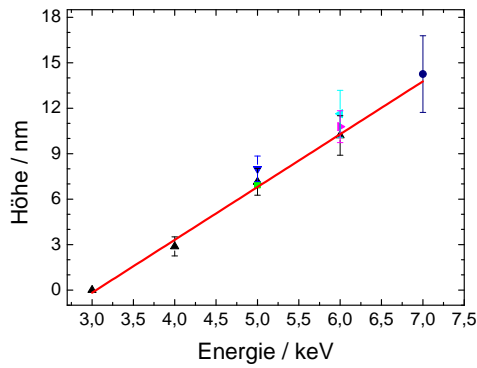
¹¹ „range“



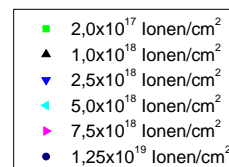
(a) TRIM-Simulation der Tiefenverteilung in Ge für 5 keV und 6 keV bei senkrechtem Einfall der Ga⁺-Ionen.



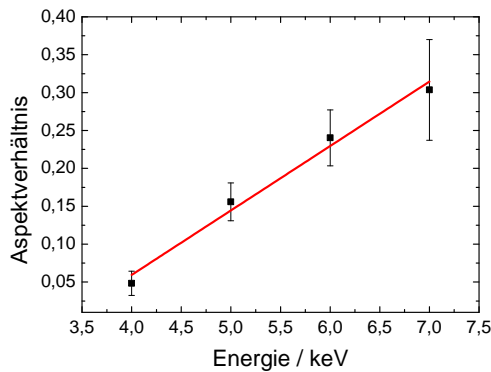
(b) Abhängigkeit der Dicke der amorphen Schicht. Die rote Linie zeigt die mittlere Eindringtiefe der TRIM-Simulation mit 2,3 multipliziert.



(c) Abhängigkeit der Höhe.



(d) Legende zu (b) und (c).



(e) Abhängigkeit des Aspektverhältnisses.

Abb. 4.3.5: Verteilung der Eindringtiefe simuliert mit TRIM (a). Zur Simulation werden die in der Fußnote auf Seite 89 angegebenen Parameter verwendet. Abhängigkeit der Dicke der amorphen Schicht (b), der Höhe (c) und des Aspektverhältnisses (e) der Strukturen von der Energie der senkrecht auf das Ge auftreffenden Ga⁺-Ionen. Der mittlere Fluss des FIBs beträgt $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/(cm² s).

Dabei gibt es für Fluenzen größer als $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/cm² keine Veränderung der Höhe mit der Fluenz. Für eine Ionenenergie von 7 keV beträgt die Höhe der Strukturen $(14,3 \pm 2,5)$ nm. Die eingezeichnete rote Linie verdeutlicht den linearen Zusammenhang zwischen Ionenenergie und Strukturhöhe. Die Höhe für 10 keV beträgt $(34,5 \pm 4,3)$ nm und ist nicht in diesem Graphen enthalten. Der lineare Zusammenhang zwischen Höhe und Ionenenergie ist auch bei Galliumantimonid (Abb. 3.3.5b) vorhanden. Da dort die charakteristische Länge ebenfalls mit der Ionenenergie ansteigt, ist die Veränderung des Aspektverhältnisses sehr klein (Abb. 3.3.5c). Bei Germanium führt eine Verringerung der charakteristischen Länge bei gleichzeitiger Vergrößerung der Strukturhöhe zu einem stark ansteigenden Aspektverhältnis¹², welches in Abb. 4.3.5e dargestellt ist. Dabei steigt das Aspektverhältnis von $0,048 \pm 0,016$ für 4 keV bis auf $0,304 \pm 0,067$ für 7 keV und damit um mehr als einen Faktor sechs an. Dabei ist der Anstieg des Aspektverhältnisses mit der Energie nahezu linear und wird durch die rote Linie verdeutlicht. Im Vergleich zu Galliumantimonid ist das Aspektverhältnis immer noch deutlich kleiner, denn dort beträgt es etwa eins.

Die mit der Ionenenergie steigende Strukturhöhe lässt sich folgendermaßen erklären: Die Ga⁺-Ionen treffen auf die Oberfläche, wobei Vakanzen und Zwischengitteratome¹³ erzeugt werden. Dabei sind die Vakanzen mobiler als die Zwischengitteratome, welche im amorphen nicht definiert sind. Die Vakanzen legen innerhalb ihrer Lebenszeit eine gewisse Strecke zurück. Wenn mehrere Vakanzen aufeinandertreffen, stabilisieren sie sich. Mit steigender Fluenz formen sich „voids“, da eine Übersättigung der Vakanzen in diesem Bereich auftritt. Diese „voids“ wachsen weiter an, wobei sich die umgebenden Vakanzen verbinden [200]. Da die Vakanzen mobil sind, können sie innerhalb ihrer Lebenszeit die Oberfläche erreichen. Für niedrige Ionenenergien werden sie näher an der Oberfläche erzeugt, da die Eindringtiefe der Ionen geringer ist. Damit erreichen mehr Vakanzen die Oberfläche und es verbleiben weniger im Substrat, wo sie sich verbinden können. Das führt zu kleineren „voids“ und damit zu einer geringeren Strukturhöhe. Für höhere Energien verbinden sich die Vakanzen über eine größere Tiefe und die Strukturhöhe steigt an. Zudem steigt die Anzahl der erzeugten Vakanzen mit der Ionenenergie im Bereich von 3 keV bis 30 keV entsprechend TRIM-Simulationen¹⁴ etwa linear von 115 Vakanzen/Ion auf 1077 Vakanzen/Ion an, während die mittlere Eindringtiefe von 40 Å auf 183 Å ansteigt. Damit steigt mit höherer Energie die Wahrscheinlichkeit, dass sich die Vakanzen innerhalb ihrer Lebensdauer verbinden und somit stabilisieren können an, was ebenfalls die Höhe der „voids“ vergrößert.

Da nach einer Ionenbestrahlung mit 3 keV auch für eine Fluenz von $7,5 \times 10^{18}$ Ionen/cm² keine Strukturen entstanden sind, sondern die Oberfläche stattdessen glatter ist (Abb. 4.3.1a), wird diese Energie genauer betrachtet (Abb. 4.3.6). So ist in Abb. 4.3.6a eine unbehandelte Germaniumoberfläche gezeigt. Diese hat einige Unregelmäßigkeiten in Form von Erhöhungen oder Vertiefungen. Diese Oberfläche wird mit 5 keV und einer Fluenz von $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/cm² bestrahlt. Dabei bilden sich die schon vorher beobachteten hexagonal geordneten Lochstrukturen (Abb. 4.3.6b) mit einer Höhe von $(8,0 \pm 0,8)$ nm. Bei einer anschließenden Bestrahlung dieser Lochstrukturen mit 3 keV Ga⁺-Ionen einer Fluenz von $7,5 \times 10^{17}$ Ionen/cm² wird die Oberfläche wieder geglättet (Abb. 4.3.6c). Dabei besitzt die nun erhaltene Oberfläche eine geringere Rauigkeit als die ursprünglich auf der unbehandelten Germaniumoberfläche vorhandene. Eine Bestrahlung mit 3 keV Ga⁺-Ionen verhindert also nicht nur die Musterbildung, sondern glättet

¹² Das Aspektverhältnis ist definiert als Strukturhöhe dividiert durch charakteristische Länge.

¹³ „interstitials“

¹⁴ Die verwendeten Parameter befinden sich in der Fußnote auf Seite 89.

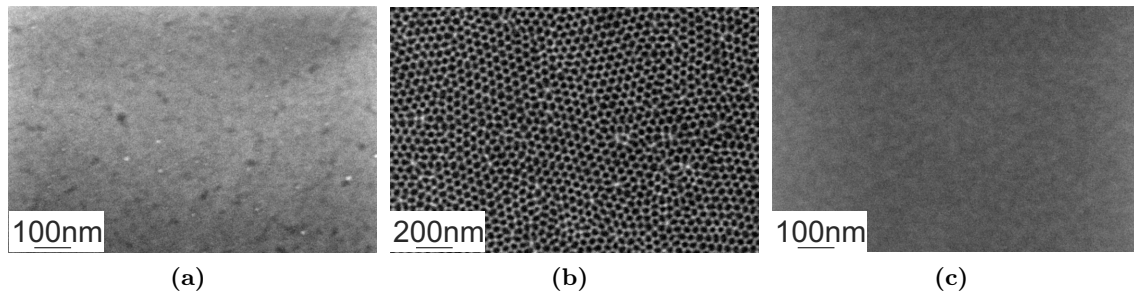


Abb. 4.3.6: REM-Aufnahmen der Glättung einer vorstrukturierten Germaniumoberfläche durch Bestrahlung mit 3 keV Ga^+ -Ionen unter senkrechtem Ioneneinfall. (a) zeigt eine unbehandelte Germaniumoberfläche, (b) die Oberfläche nach einer Ionenbestrahlung mit 5 keV und einer Fluenz von $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 und (c) diese Stelle nach einer anschließenden Ionenbestrahlung mit 3 keV Ga^+ -Ionen einer Fluenz von $7,5 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2 . Der mittlere Fluss des FIBs beträgt $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{ s}$).

auch schon vorhandene Lochstrukturen.

Die Glättung der Oberfläche kann wie folgt erklärt werden: Während der Strukturierung der Oberfläche mit 5 keV werden die Vakanzen in einer ausreichenden Tiefe und einer genügend großen Anzahl erzeugt, so dass sie sich verbinden und „voids“ formen können. Wenn die Oberfläche jetzt mit 3 keV bestrahlt wird, werden die Vakanzen aufgrund der geringeren Eindringtiefe näher an der Oberfläche erzeugt und erreichen diese daher mit einer höheren Wahrscheinlichkeit innerhalb ihrer Lebensdauer. Zudem werden weniger Vakanzen erzeugt, die sich verbinden und somit stabilisieren können. Damit fällt die Instabilität, die zur Erzeugung der strukturierten Oberfläche notwendig ist, weg und die Oberfläche wird stattdessen geglättet. Die Glättung der Oberfläche kann dabei mit der Diffusion sowie dem Impulsübertrag nach Carter-Vishnyakov¹⁵ erklärt werden.

4.4 Einfluss der Kristallstruktur auf die Lochstrukturen

Wenn auf amorphem Germanium die gleichen Strukturen wie auf kristallinem Germanium entstehen, ist ein Einfluss der Kristallstruktur auszuschließen. Durch die Kristallstruktur des Germaniumsubstrats wird eine Anisotropie vorgegeben, die bei Entstehung gleicher Strukturen auf den Musterbildungsprozess keinen Einfluss hätte.

Zum Erhalt des amorphen Germaniums wird das kristalline Germaniumsubstrat mit der (100)-Orientierung mit Ge^+ -Ionen bestrahlt. Die so erhaltene Oberfläche ist in Abb. 4.4.1 dargestellt. Dabei zeigt Abb. 4.4.1a die REM-Aufnahme einer unbehandelten Oberfläche, während Abb. 4.4.1b die Oberfläche nach der Bestrahlung mit 1 MeV Ge^+ -Ionen zeigt. Diese hohe Energie wird verwendet, da dann die mittlere Eindringtiefe der Ionen entsprechend der TRIM-Simulation [152] 480 nm ist.¹⁶ Diese hohe Tiefe ist notwendig, da durch die anschließende Bestrahlung mit Ga^+ -Ionen diese amorphisierte Schicht wieder abgetragen wird. Zur Amorphisierung des Substrats wird eine Fluenz von 2×10^{14} Ionen/ cm^2 verwendet. Im Vergleich zum unbehandelten Substrat

¹⁵ siehe Abschnitt 2.3.3

¹⁶ Die zur Simulation verwendeten Parameter sind: Ge^+ -Ionen, senkrechter Ioneneinfall, Masse von Germanium $m_{\text{Ge}} = 72,61 \text{ u}$, Dichte $5,35 \text{ g/cm}^3$, Oberflächenbindungsenergie $3,88 \text{ eV}$, Gitterbindungsenergie 2 eV , Energie zur Verschiebung eines Atoms („displacement energy“) 15 eV .

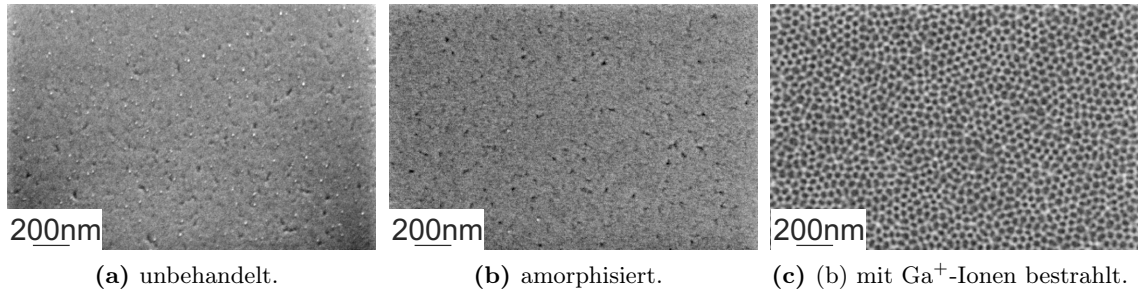


Abb. 4.4.1: REM-Aufnahmen der Lochstrukturen auf amorphem Germanium unter senkrechtem Ionenfall. Dabei zeigt (a) die unbehandelte Oberfläche, (b) die Oberfläche nach der Bestrahlung mit 1 MeV Ge^+ -Ionen und einer Fluenz von 2×10^{14} Ionen/ cm^2 und (c) nach einer anschließenden Bestrahlung mit dem FIB unter Verwendung einer Energie der Ga^+ -Ionen von 5 keV, einer Fluenz von $2,0 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2 und einem mittleren Fluss von $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{ s}$).

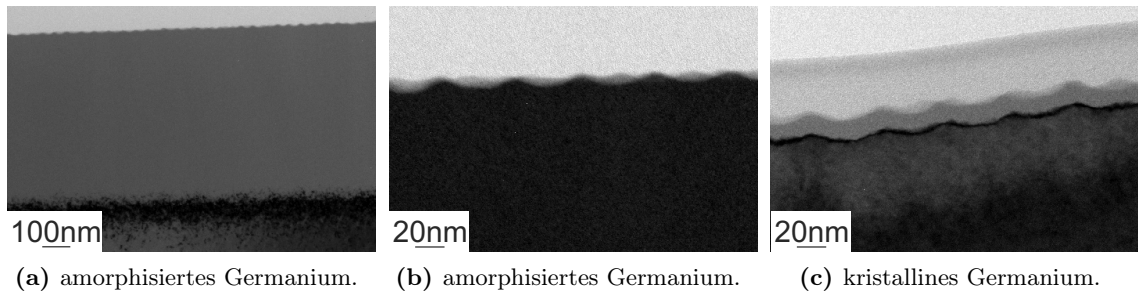


Abb. 4.4.2: TEM-Aufnahmen der amorphen ((a) und (b)) und kristallinen (c) Lochstrukturen auf Germanium. Die verwendete Energie der senkrecht auf die Oberfläche treffenden Ga^+ -Ionen beträgt 5 keV, die Fluenz $2,0 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2 und der mittlere Fluss $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{ s}$).

ist keine Veränderung der Oberfläche vorhanden. Diese ist weder glatter geworden, noch haben sich Strukturen gebildet. Die so erhaltene amorphisierte Germaniumschicht wird nun mit dem FIB bestrahlt. Dabei haben die Ga^+ -Ionen eine Energie von 5 keV, während die Fluenz $2,0 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2 beträgt. Dies ist in Abb. 4.4.1c dargestellt. Wie schon auf der kristallinen Oberfläche bilden sich auch hier hexagonal geordnete Löcher mit einer typischen Domänengröße von 500 nm. Eine genauere Auswertung erfolgt im Anschluss in Tabelle 4.4.1. Von Wei *et al.* ist der Einfluss der Kristallstruktur für verschiedene Substratorientierungen untersucht worden, wobei sich gezeigt hat, dass es keinen Einfluss dieser gibt [121].

Die Dicke der amorphen Schicht und die Höhe der Lochstrukturen wird mittels TEM-Aufnahmen bestimmt (Abb. 4.4.2). Dabei zeigt Abb. 4.4.2a das amorphisierte Germaniumsubstrat, welches anschließend mit 5 keV Ga^+ -Ionen einer Fluenz von $2,0 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2 bestrahlt worden ist. Beim dunklen Bereich am unteren Bildrand handelt es sich um das kristalline Substrat. Der darüberliegende hellere Bereich ist amorph, was mit hochauflösenden TEM-Aufnahmen überprüft worden ist (hier nicht gezeigt). Die Dicke des amorphen Bereichs beträgt 608 nm und ist damit höher als die mittlere Eindringtiefe, was auch schon im Zusammenhang mit Abb. 4.3.5a diskutiert worden ist. Die Grenzfläche zwischen dem kristallinen und amorphen Bereich ist nicht

Tab. 4.4.1: Einfluss der Kristallstruktur auf die charakteristische Länge und die Ordnung der Lochstrukturen. Die Energie der senkrecht auf das Ge auftreffenden Ga^+ -Ionen beträgt 5 keV, der mittlere Fluss $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{ s}$) und die Fluenz $2,0 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2 beziehungsweise $2,5 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2 .

	$2,0 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2		$2,5 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2	
	charakteristische Länge / nm	$P(r_1^{\text{hex}} \pm 4,88 \text{ nm})$	charakteristische Länge / nm	$P(r_1^{\text{hex}} \pm 4,88 \text{ nm})$
amorph	$46,5 \pm 5,5$	3,65	$46,6 \pm 5,4$	3,75
kristallin	$46,9 \pm 5,6$	3,60	$46,7 \pm 5,4$	3,64

genau definiert, da der Übergangsbereich aufgrund der dort niedrigeren Fluenz nur teilweise amorphisiert wird. Abb. 4.4.2b zeigt eine höhere Vergrößerung der Lochstrukturen. Diese haben die gleiche Form wie die auf kristallinem Germanium bei ansonsten gleichen Parametern entstandenen (Abb. 4.4.2c). Bei letztgenannten ist die Grenzfläche zwischen amorph und kristallin ($12,8 \pm 0,9$) nm unterhalb der Oberfläche. Die Höhe der Lochstrukturen beträgt ($7,9 \pm 1,1$) nm für die auf amorphem Germanium und ($6,9 \pm 0,9$) nm für die auf kristallinem Germanium entstandenen Strukturen. Damit weisen sie im Rahmen der Fehlergrenzen die gleiche Höhe auf.

Ein Vergleich der charakteristischen Länge und der Ordnung der Lochstrukturen für zwei verschiedene Fluenzen auf kristallinem und amorphisiertem Germanium befindet sich in Tabelle 4.4.1. Die charakteristische Länge beträgt jeweils zwischen 46,5 nm und 46,9 nm, wobei es keinen Trend für die steigende Fluenz oder die Kristallinität gibt. Sowohl für das amorphisierte als auch das kristalline Germanium sinkt der dazugehörige Fehler der charakteristischen Länge mit steigender Fluenz. Dabei ist der Fehler für das amorphisierte Germanium jeweils 0,05 nm kleiner. Dies zeigt sich auch in der Ordnung der Lochstrukturen. Beiden ist gemeinsam, dass die Ordnung mit steigender Fluenz ansteigt. Dabei ist die Ordnung der Lochstrukturen auf der zuvor amorphisierten Probe jeweils größer als die Ordnung bei gleicher Fluenz auf einer kristallinen Probe.

Eine mögliche Ursache dafür ist folgende: Beim Amorphisieren der Oberfläche mit 1 MeV Ge^+ -Ionen bilden sich Vakanzen, welche sich aufgrund der hohen Energie über eine große Tiefe erstrecken. Durch die Mobilität der Vakanzen bilden sich „voids“, welche sich wegen ihrer geringen Größe und der Dicke der TEM-Lamelle von etwa 60 nm nicht in der TEM-Aufnahme erkennen lassen. Bei einem anschließenden Beschuss mit den Ga^+ -Ionen bilden sich sowohl im kristallinen als auch im amorphen Bereich „voids“, da die Bestrahlungsparameter identisch sind. Durch die schon vorhandenen „voids“ in der amorphisierten Probe sind vor Beginn der Bestrahlung mittels FIB bereits Nukleationskeime vorhanden, welche im kristallinen Germanium erst entstehen müssen. Da sich die bei 1 MeV entstandenen „voids“ über eine sehr große Tiefe erstrecken, wird dieser Bereich durch die kontinuierliche Bestrahlung mit den Ga^+ -Ionen nicht vollständig entfernt. Die Anzahl der erzeugten Vakanzen (und somit auch die der „voids“) erreicht ihr Maximum erst unterhalb der ursprünglichen Oberfläche. Daher ist der Anstieg der Ordnung mit der Fluenz auf dem zuvor amorphisierten Germanium größer als auf dem kristallinen. Durch die höhere Fluenz wird die ursprüngliche Oberfläche weiter abgetragen (mit der Geschwindigkeit $-v_0$, vergleiche dazu Abschnitt 2.3) und ein Bereich mit höherer „void“-Dichte erreicht. Bei der Betrachtung der Fluenzabhängigkeit der Ordnung für eine Ionenenergie von 5 keV wird genau in diesem Fluenzbereich ein starker Anstieg der Ordnung beobachtet (siehe Abb. 4.2.4b), so dass

der Einfluss schon vorhandener „voids“ am größten ist. Die zunächst vorhandene Anisotropie aufgrund der Kristallstruktur hat demnach keinen Einfluss auf den Musterbildungsprozess.

4.5 Änderung der Lochstrukturen mit dem Fluss

Bevor ein Vergleich zwischen einem stehenden breiten Ionenstrahl und einem rasternden Strahl (FIB) möglich ist, muss die Flussabhängigkeit bei der Bestrahlung mittels FIB untersucht werden. Dies ist notwendig, da der Fluss im Strahl des FIBs vier Größenordnungen höher als bei der Verwendung eines breiten Ionenstrahls ist. Wenn es keinen Einfluss des Flusses gibt, kann der Einfluss des Rasterns und damit des zeitlich entkoppelten Bestrahleins der einzelnen Bereiche separat untersucht werden. Die zeitliche Entkopplung erfolgt, da bei der Bestrahlung mittels FIB zwischen dem Fluss im Ionenstrahl und dem mittleren Fluss des bestrahlten Bereichs unterschieden werden muss. Dies wird in Zusammenhang mit Abb. 4.5.1 diskutiert. Zudem ist der Fluss in allen Termen der Kontinuumsgleichungen (siehe Abschnitt 2.3) enthalten. Eine Veränderung des Flusses über vier Größenordnungen zeigt daher, ob es eine explizite Abhängigkeit der Strukturbildung vom Fluss gibt. Neben dem Fluss ändert sich auch der Strahldurchmesser um vier Größenordnungen, so dass auch der Einfluss des Strahldurchmessers auf den Musterbildungsprozess betrachtet werden kann.

Zur Untersuchung der Flussabhängigkeit der Lochstrukturen wird zunächst der Strom des fokussierten Ionenstrahls (FIBs) variiert. Anschließend werden die erhaltenen Strukturen mit den unter Verwendung eines breiten Ionenstrahls hergestellten verglichen.

Im Gegensatz zum breiten Ionenstrahl¹⁷ ist der Strahldurchmesser eines FIBs deutlich geringer. Daher ist es notwendig, dass über die Probenoberfläche gerastert wird. Da im Gegensatz zu den bisher gezeigten Ergebnissen nicht nur die Anzahl der Wiederholungen verändert wird, werden die einzelnen Begriffe anhand des in Abb. 4.5.1 gezeigten Schemas erklärt. Das schwarze Rechteck stellt die Probe dar. Der Durchmesser des Ionenstrahls ist im Bereich von 150 nm (schwarze Kreise) und deutlich größer als die Schrittweite (Δx und Δy), welche 5 nm beträgt.¹⁸ Auf jedem Rasterpunkt (blau) steht der Ionenstrahl eine bestimmte Zeit, welche Verweilzeit¹⁹ genannt wird. Dabei erfolgt das Rastern des Ionenstrahls mäanderförmig (rote Pfeile) mit einer

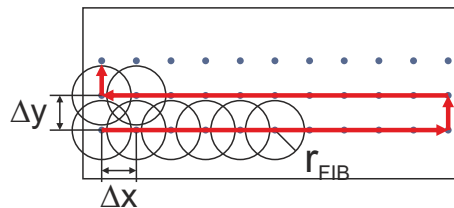


Abbildung 4.5.1: Schema der Bestrahlung mittels FIB (nicht maßstabsgetreu). Das schwarze Rechteck zeigt die Probe, der schwarze Kreis den Durchmesser des FIBs und die blauen Kreise zeigen die Punkte, an denen des FIB eine bestimmte Zeit steht. Der Abstand dieser Punkte gibt die Schrittweite (Δx und Δy) an, wobei das Rastern entlang der roten Pfeile erfolgt.

¹⁷ Der Strahldurchmesser beträgt etwa 5 mm.

¹⁸ Dieser Strahldurchmesser gilt für 5 keV und 150 pA. Für kleinere Ströme und größere Spannungen sinkt der Strahldurchmesser.

¹⁹ „dwelltime“

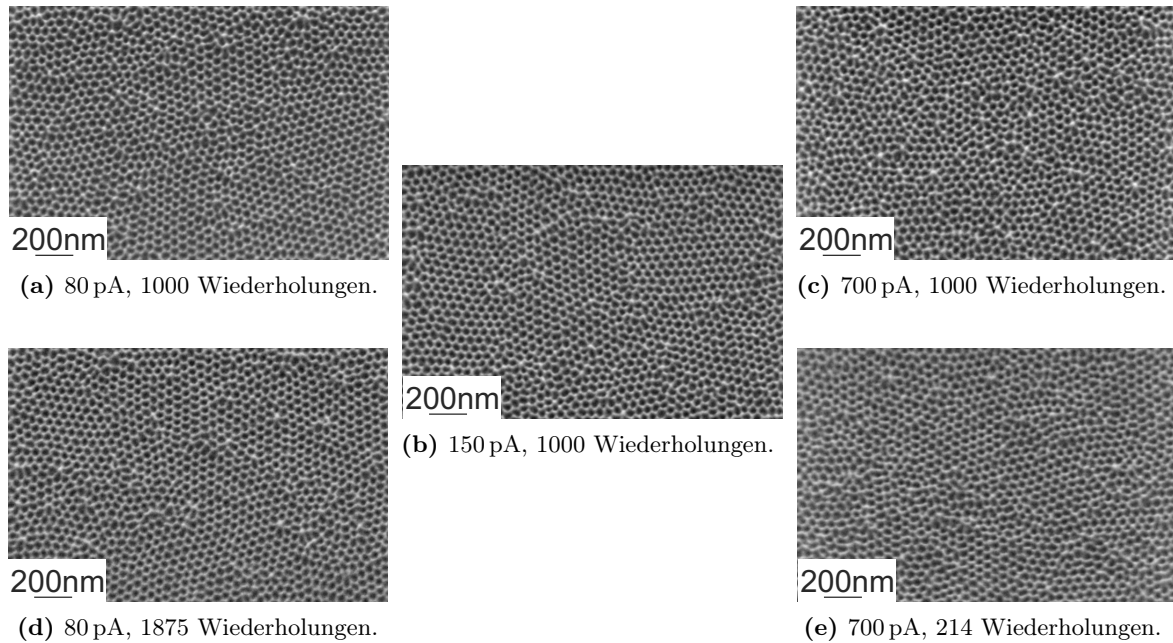


Abb. 4.5.2: REM-Aufnahmen von mittels verschiedenen Strömen unter senkrechtem Einfall der Ga^+ -Ionen einer Energie von 5 keV auf Ge entstandenen Lochstrukturen bei Verwendung eines FIBs. Die Fluenz beträgt $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 , die weiteren Parameter sind in Tabelle 4.5.1 zu finden. Die Auswertung dieser Strukturen erfolgt in Abb. 4.5.3 und Tabelle 4.5.2.

gewissen Anzahl von Wiederholungen²⁰. Der Fluss im Ionenstrahl ist deutlich größer als der mittlere Fluss des bestrahlten Bereichs.

Die Bestrahlung der Germaniumoberfläche erfolgt mit 5 keV Ga^+ -Ionen unter senkrechtem Ioneneinfall mit einer Fluenz von $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 . Der Strom beträgt dabei zwischen 80 pA und 700 pA. Die REM-Aufnahmen der so entstehenden selbstorganisierten Lochstrukturen sind in Abb. 4.5.2 dargestellt. Um die Fluenz bei einer gleichen Anzahl von Wiederholungen konstant zu halten, wird die Verweilzeit pro Punkt entsprechend angepasst (Abb. 4.5.2a, Abb. 4.5.2c). Abb. 4.5.2b wird als Referenz verwendet und kann sowohl in der oberen als auch in der unteren Reihe gezeigt werden. In der unteren Reihe (Abb. 4.5.2d, Abb. 4.5.2e) ist die Verweilzeit pro Punkt konstant, aber dafür die Anzahl der Wiederholungen variabel. Alle verwendeten Parameter sind in Tabelle 4.5.1 zusammengestellt, wobei der blaue Wert jeweils der veränderte ist. Bei allen Strömen bildeten sich Lochstrukturen, welche eine hexagonale Nahordnung aufweisen. Zwischen den einzelnen geordneten Domänen befinden sich Punktdefekte. Die Anzahl der Defekte ist für den höchsten Fluss (bei 700 pA) größer als bei dem niedrigsten Fluss (bei 80 pA). Eine genauere Auswertung der so entstandenen Strukturen erfolgt im Anschluss.

Die charakteristische Länge dieser Lochstrukturen ist in Tabelle 4.5.2 dargestellt. Sie beträgt für alle verwendeten Ströme zwischen 47,4 nm und 47,9 nm, so dass keine Veränderung mit dem Fluss auftritt. Der Fehler der charakteristischen Länge hat einen Wert von 4,4 nm bis 5,3 nm, wobei er am kleinsten für den niedrigsten Fluss und am größten für den höchsten Fluss ist. Dabei beträgt der mittlere Fluss des bestrahlten Bereichs zwischen $3,0 \times 10^{14}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{s}$) und $2,7 \times 10^{15}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{s}$) für 80 pA beziehungsweise 700 pA (Tabelle 4.5.1). Der Fluss im Ionen-

²⁰ Anzahl der Wiederholungen = „loops“

Tab. 4.5.1: Verwendete Parameter zum Erhalt der in Abb. 4.5.2 gezeigten Lochstrukturen. Die Fluenz beträgt $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/cm² und die Energie der senkrecht auf das Ge auftreffenden Ga⁺-Ionen 5 keV.

Strom / pA	Verweilzeit / μ s	Wiederholungen	Rastergeschwindigkeit / (mm/s)	Schrittweite / nm	mittlerer Fluss / (Ionen/(cm ² s))	Abb.
80	1,250	1000	4,0	5	$3,0 \times 10^{14}$	4.5.2a
300	0,333	1000	15,0	5	$1,1 \times 10^{15}$	
700	0,206	1000	29,2	6	$2,7 \times 10^{15}$	4.5.2c
150	0,667	1000	7,5	5	$5,7 \times 10^{14}$	4.5.2b
80	0,667	1875	7,5	5	$3,0 \times 10^{14}$	4.5.2d
300	0,667	500	7,5	5	$1,1 \times 10^{15}$	
700	0,667	214	7,5	5	$2,7 \times 10^{15}$	4.5.2e

Tab. 4.5.2: Charakteristische Länge der in Abb. 4.5.2 gezeigten Strukturen. Die verwendeten Parameter zur Herstellung dieser Strukturen befinden sich in Tabelle 4.5.1.

Strom / pA	charakteristische Länge / nm	
	Verweilzeit konstant	Wiederholungen konstant
80	47,5 \pm 4,4	47,7 \pm 4,4
150		47,6 \pm 4,8
300	47,4 \pm 4,5	47,6 \pm 4,9
700	47,4 \pm 5,3	47,9 \pm 5,2

strahl selbst ist deutlich höher und beträgt für 150 pA $1,3 \times 10^{18}$ Ionen/(cm² s). Die Ursache für den größeren Fehler für den hohen Fluss ist eine etwas geringere Ordnung. Dies ist in Abb. 4.5.3 dargestellt. Die rote Linie zeigt, dass die Ordnung mit größer werdendem Strom und damit mit höherem Fluss absinkt. Ein erhöhter Fluss führt zu einer lokal erhöhten Temperatur, da der Fluss bei Verwendung eines FIBs im Ionenstrahl im Bereich von 10^{18} Ionen/(cm² s) liegt. Dabei gibt es keine Tendenz, ob die Ordnung mit konstanter Verweilzeit oder mit konstanter Anzahl von Wiederholungen stärker absinkt. Diese Verringerung der Ordnung mit steigendem Fluss bei nahezu konstanter charakteristischer Länge ist auch für Galliumantimonid aufgetreten (Abb. 3.4.6d, Abb. 3.4.6a).

Bei einer Betrachtung der Sputtertiefe für die verschiedenen Ströme zeigt sich, dass diese von 1,8 μ m für 80 pA auf 0,9 μ m für 700 pA absinkt. Die Verweilzeiten, die Anzahl der Wiederholungen und die Rastergeschwindigkeit haben dabei keinen Einfluss auf die Menge des gesputterten Materials. Die Tiefe ist für einen verwendeten Strom konstant, unabhängig ob zum Beispiel bei einer konstanten Fluenz von $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/cm² 214 oder 1000 Wiederholungen für 700 pA vorgenommen werden. Das Rastern hat hierbei keinen Einfluss auf die Menge des redeponierten Materials, da die Zeitskala der Kollisionskaskaden und der Redeposition eine kürzere ist als die Verweilzeit im Bereich von 0,2 μ s bis 1,3 μ s. Durch den erhöhten Fluss findet eine verstärkte Redeposition statt. Eine erhöhte Redeposition müsste die Ordnung der Strukturen erhöhen, da es sich um eine zusätzliche Dämpfung handelt. Das auftretende Absinken der Ordnung ist daher ein temperaturbedingter Effekt, da das Substrat für höhere Ströme lokal stärker erhitzt wird.

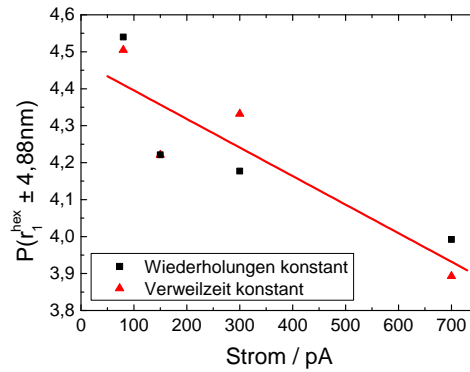


Abb. 4.5.3: Abhängigkeit der Ordnung der Lochstrukturen vom verwendeten Strom bei senkrechtem Einfall der Ga^+ -Ionen auf Ge. Die Fluenz beträgt $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 und die Energie 5 keV. Die weiteren Bestrahlungsparameter befinden sich in Tabelle 4.5.1

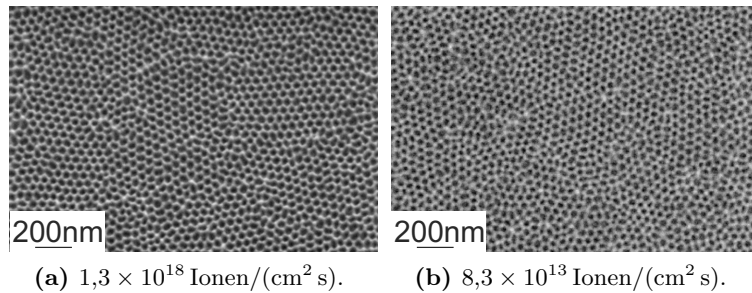


Abb. 4.5.4: REM-Aufnahmen der Lochstrukturen bei einer Veränderung des Flusses im Ionenstrahl um vier Größenordnungen. Die verwendete Energie der senkrecht auf das Ge treffenden Ga^+ -Ionen beträgt 5 keV und die Fluenz $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 (a) beziehungsweise $3,0 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 (b). Man beachte, dass es sich hierbei um den Fluss im Ionenstrahl und nicht um den mittleren Fluss des bestrahlten Bereichs handelt.

Auch bei Galliumantimonid führt eine erhöhte Temperatur zu unregelmäßigeren Strukturen. Um eine noch größere Veränderung des verwendeten Flusses zu erreichen, wird neben dem FIB ein breiter Ionenstrahl verwendet. Mit $8,3 \times 10^{13}$ Ionen/ $(\text{cm}^2 \text{ s})$ ist der Fluss im Ionenstrahl vier Größenordnungen geringer als für den FIB. Die erhaltenen Lochstrukturen bei der Bestrahlung mittels breitem Ionenstrahl sind in Abb. 4.5.4b dargestellt. Zum Vergleich zeigt Abb. 4.5.4a die bei FIB-Bestrahlung entstandenen und schon in Abb. 4.5.2b gezeigten Lochstrukturen. Die Fluenz beträgt $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 (Abb. 4.5.4a) beziehungsweise $3,0 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 (Abb. 4.5.4b) und ist damit vergleichbar. Zwischen den beiden Lochstrukturen ist kein Unterschied zu erkennen, so dass auch eine Veränderung des Flusses um vier Größenordnungen zu keiner Veränderung der sich bildenden Struktur führt. Beide weisen eine hexagonale Nahordnung auf, wobei die Größe dieser Domänen jeweils etwa 500 nm beträgt.

Eine Betrachtung der Kontinuumsgleichungen (siehe Abschnitt 2.3) zeigt, dass die Vorfaktoren vom Fluss abhängen. So sind in der Bradley-Harper-Gleichung (Abschnitt 2.3.2) alle Terme außer der thermisch induzierten Diffusion direkt proportional zum Fluss. Daher ist die charakteristische Länge, die sich aus dieser Gleichung ergibt, proportional zu $f^{-1/2}$, wobei f der Fluss

ist. Da keine Abhängigkeit der charakteristischen Länge vom Fluss vorhanden ist, kann diese Gleichung nicht die hier auftretende Flussunabhängigkeit beschreiben. Bei einer Ergänzung der Bradley-Harper-Gleichung um die niedrigste nichtlineare Ordnung (Kuramoto-Sivashinsky-Gleichung, siehe Abschnitt 2.3.3) besitzen die neu hinzugekommenen Terme ebenfalls eine direkte Proportionalität zum Fluss. Wenn keine Flussabhängigkeit über vier Größenordnungen existiert, ist keine explizite Abhängigkeit des Musterbildungsprozesses vom Fluss vorhanden. Das bedeutet, dass die Instabilität und die Glättung der Oberfläche die gleiche Flussabhängigkeit besitzen. Damit kann der Einfluss des Flusses für dieses Materialsystem auf die Fluenz reduziert werden, da ein höherer Fluss bei einer konstanten Zeit eine höhere Fluenz zur Folge hat. Die Abhängigkeit von der Fluenz ist in Abschnitt 4.2 separat untersucht worden, mit dem Ergebnis, dass die Ordnung mit der Fluenz ansteigt. Die hier auftretende Verringerung der Ordnung mit dem Fluss ist auf temperaturbedingte Effekte zurückzuführen.

Da sich die charakteristische Länge auch bei einer Veränderung des Strahldurchmessers um vier Größenordnungen nicht ändert, sind die Mechanismen, die zur Bildung der selbstorganisierten Nanostrukturen führen, unabhängig vom Durchmesser des Ionenstrahls. Ein FIB imitiert einen breiten Ionenstrahl, solange der Überlapp der einzelnen Rasterpunkte ausreichend groß ist, wobei die Verweilzeit oder die Anzahl der Wiederholungen unerheblich ist. Ein FIB kann dabei einen breiten Ionenstrahl imitieren, solange davon ausgegangen werden kann, dass der Fluss im Strahl nicht so hoch ist, dass sich die Kollisionskaskaden überlappen. Durch einen erhöhten Fluss ändert sich nicht die Eindringtiefe oder die Energieverteilung der deponierten Energie im Substrat, so dass diese in den Vorfaktoren der Kontinuumsgleichungen enthaltenen Größen nicht verändert werden. Damit geht der Durchmesser des Ionenstrahls nicht in den Musterbildungsprozess ein.

4.6 Einfluss des Rasterns auf die Lochstrukturen

Im vorangegangenen Abschnitt konnte gezeigt werden, dass der Durchmesser des Ionenstrahls sowie eine Veränderung des Flusses über vier Größenordnungen keinen Einfluss auf den Musterbildungsprozess hat. Damit ist es möglich, den Musterbildungsprozess einer homogen bestrahlten Oberfläche mit dem auf einer gerasterten Oberfläche zu vergleichen. Bei einem Rastern des Ionenstrahls werden die einzelnen Bereiche zeitlich entkoppelt bestrahlt. Die zeitliche Differenz kann dabei über die Rastergeschwindigkeit variiert werden. Die Oberfläche wird beim Rastern des Ionenstrahls nur lokal verändert, so dass der Einfluss auf die Umgebung ein anderer sein könnte als bei einer homogenen Bestrahlung. Nachdem zur Untersuchung des Flusses auf die Strukturbildung eine Veränderung der Rastergeschwindigkeit notwendig war, wird in diesem Abschnitt auch ein komplett stehender Strahl betrachtet.

Nachdem der FIB bisher immer über die Oberfläche gerastert ist, steht dieser für 140 ms an derselben Stelle. Dabei wird eine Energie von 5 keV und ein Strom von 700 pA verwendet. Zusätzlich wird der Strahl defokussiert. Dies ist notwendig, da ansonsten der Strahldurchmesser nicht deutlich größer als die charakteristische Länge der Lochstrukturen ist. Damit könnte im bestrahlten Bereich keine hexagonale Nahordnung auftreten. Die Zeit wird so kurz gewählt, da auch beim Rastern die Verweilzeit pro Punkt für diesen Strom unter $0,7 \mu\text{s}$ liegt. Aufgrund des Defokussierens kann hier eine höhere Zeit als beim Rastern verwendet werden. Die so erhaltenen Lochstrukturen sind in Abb. 4.6.1 dargestellt. Wie schon bei dem rasternden FIB bilden sich Lochstrukturen. Dabei sind diese am rechten Bildrand der REM-Aufnahme nicht so deutlich

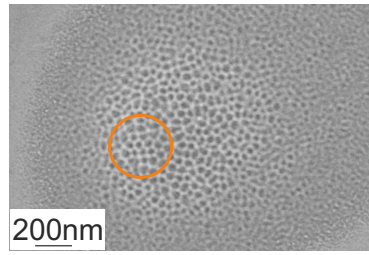


Abb. 4.6.1: REM-Aufnahme der Oberfläche, nachdem der FIB für 140 ms an dieser Stelle gestanden hat. Der verwendete Strom beträgt 700 pA und die Energie der senkrecht auf das Ge treffenden Ga^+ -Ionen 5 keV.

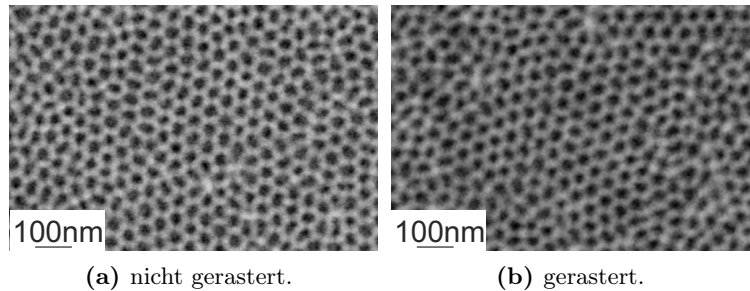


Abb. 4.6.2: REM-Aufnahmen der erzeugten Lochstrukturen ohne (a) und mit (b) Rastern des breiten Ionenstrahls. Die Energie der senkrecht auf die Germaniumoberfläche auftreffenden Ga^+ -Ionen beträgt 5 keV, die Fluenz $3,0 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 und der mittlere Fluss $8,3 \times 10^{13}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{ s}$) (a) beziehungsweise $4,3 \times 10^{13}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{ s}$) (b). Der Fluss im Strahl beträgt in beiden Fällen $8,3 \times 10^{13}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{ s}$).

ausgeprägt, da die Fluenz dort kleiner ist. Aufgrund der insgesamt sehr niedrigen Fluenz ist eine hexagonale Nahordnung nicht ausgeprägt, aber es sind durchaus Bereiche mit dieser vorhanden, so zum Beispiel im orangefarbenen Kreis. Ein Einfluss auf die Ordnung lässt sich aufgrund des geringen Strahldurchmessers und der daher notwendigen geringen Fluenz nicht verifizieren. Um einen Einfluss des Rasterns des breiten Ionenstrahls zu untersuchen, wird einmal über die Oberfläche gerastert und einmal bleibt der Ionenstrahl stehen. Dabei beträgt der Strahldurchmesser etwa 5 mm. Das Rastern des breiten Ionenstrahls erfolgt mit einer Frequenz von 1000 Hz in horizontaler und 1016 Hz in vertikaler Richtung. Die so erhaltenen Lochstrukturen sind in Abb. 4.6.2 dargestellt. Unabhängig von einem Rastern weisen beide Lochstrukturen eine hexagonale Nahordnung auf, wobei auch die Domänengröße mit etwa 500 nm identisch ist. Aufgrund der deutlich höheren Fluenz von $3,0 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 ist die Ordnung dieser Strukturen größer als für den stehenden FIB. Der Fluss im breiten Ionenstrahl beträgt $8,3 \times 10^{13}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{ s}$). Für den stehenden Strahl entspricht dieser Wert auch dem mittleren Fluss, während der mittlere Fluss für den rasternden Strahl $4,3 \times 10^{13}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{ s}$) ist. Da im vorangegangenen Abschnitt gezeigt werden konnte, dass die Rastergeschwindigkeit keinen Einfluss auf die Ordnung der Strukturen hat, solange die integrale Fluenz und der Fluss im Strahl nicht verändert wird, ist hier nur der Einfluss des Rasterns vorhanden. Ein Vergleich dieser Strukturen mit denen durch rasternden FIB entstehenden ist in Tabelle 4.6.1 dargestellt. Alle Strukturen weisen eine charakteristische Länge von etwa (47 ± 5) nm auf. Die Ordnung der mittels breitem Ionenstrahl entstandenen Lochstrukturen stimmt mit denen durch FIB-Bestrahlung überein. Es gibt also keinen Unter-

Tab. 4.6.1: Einfluss des Rasterns auf die Lochstrukturen bei Verwendung eines FIBs und eines breiten Ga^+ -Ionenstrahls. Die Energie der senkrecht auf das Ge treffenden Ionen beträgt 5 keV. Der mittlere Fluss des breiten Ionenstrahls beträgt $4,3 \times 10^{13}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{ s}$) (rasternd), $8,3 \times 10^{13}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{ s}$) (stehend), und der des FIBs $2,7 \times 10^{15}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{ s}$).

	gerastert	charakteristische Länge / nm	$P(r_1^{\text{hex}} \pm 4,88 \text{ nm})$	Fluenz / (Ionen/ cm^2)
FIB (700 pA)	ja	$47,6 \pm 5,2$	3,95	$2,5 \times 10^{18}$
breiter Ionenstrahl	ja	$47,0 \pm 5,0$	3,97	$3,0 \times 10^{18}$
breiter Ionenstrahl	nein	$47,0 \pm 5,3$	3,91	$3,0 \times 10^{18}$

schied bei den entstehenden Strukturen, unabhängig davon, ob der breite Ionenstrahl steht oder rastert (Abb. 4.6.2) oder der FIB mit einer Geschwindigkeit von bis zu 29,2 mm/s (vergleiche Tabelle 4.5.1) über die Probe rastert. Auch der Fluss im Ionenstrahl kann dabei über vier Größenordnungen verändert werden, ohne dass sich die Lochstrukturen verändern.

Demnach ist kein Einfluss des Rasterns des Ionenstrahls vorhanden, auch wenn ein solcher von Zhou *et al.* [201] beobachtet worden ist. Dabei ist dort eine Schrittweite von 10 nm bei einem Strahldurchmesser von 20 nm verwendet worden, während in dieser Arbeit eine Schrittweite von 5 nm bei einem Strahldurchmesser von etwa 150 nm verwendet wird. Damit ist der hier genutzte Überlapp deutlich größer. Demnach hat das Rastern nur dann einen Einfluss, wenn die jeweiligen Punkte, an denen der Strahl steht, zu weit voneinander entfernt sind.

Bei den hier verwendeten Bestrahlungsparametern haben die Rastergeschwindigkeit, die Strahlcharakteristik, die Verweilzeit sowie die Anzahl der Wiederholungen und der Fluss keinen Einfluss auf den Musterbildungsprozess. Obwohl bei einem rasternden Strahl nur eine lokale Veränderung des bestrahlten Bereichs erfolgt, ist durch den großen Überlapp²¹ die Wechselwirkung mit dem unmittelbar davor bestrahlten Bereich gegeben. Daher hat die zeitliche Entkopplung der Bestrahlung der einzelnen Bereiche keinen Einfluss. Der Einfluss des Rasterns auf die Musterbildung ist dann vorhanden, wenn die Schrittweite in der Größenordnung oder größer als der Strahldurchmesser ist. Solange dies nicht gegeben ist, imitiert ein FIB einen stehenden Ionenstrahl beziehungsweise ein stehender Ionenstrahl ist der Grenzfall eines unendlich schnell bewegten fokussierten Ionenstrahls.

4.7 Vergleich der Fluenzabhängigkeit für FIB und breiten Ionenstrahl

In den Abschnitten 4.5 und 4.6 konnte gezeigt werden, dass ein Rastern über die Probenoberfläche ebenso wie eine Veränderung der Flusses im Ionenstrahl um vier Größenordnungen keinen Einfluss auf die entstehenden Strukturen hat. Dabei ist ein Anstieg der Ordnung für kleiner werdende Flüsse bei Verwendung eines FIBs (Abb. 4.5.3) vorhanden. Daher wird die Ordnung ebenso wie die charakteristische Länge nach der Bestrahlung mittels breitem Ionenstrahl und FIB für gleiche Fluenzen bei 5 keV und 6 keV verglichen. Wenn die Ordnung mit kleiner werdendem Fluss im Ionenstrahl ansteigt, müsste die Ordnung bei den mittels breitem Ionenstrahl

²¹ Schrittweite 5 nm bei einem Strahldurchmesser von 150 nm

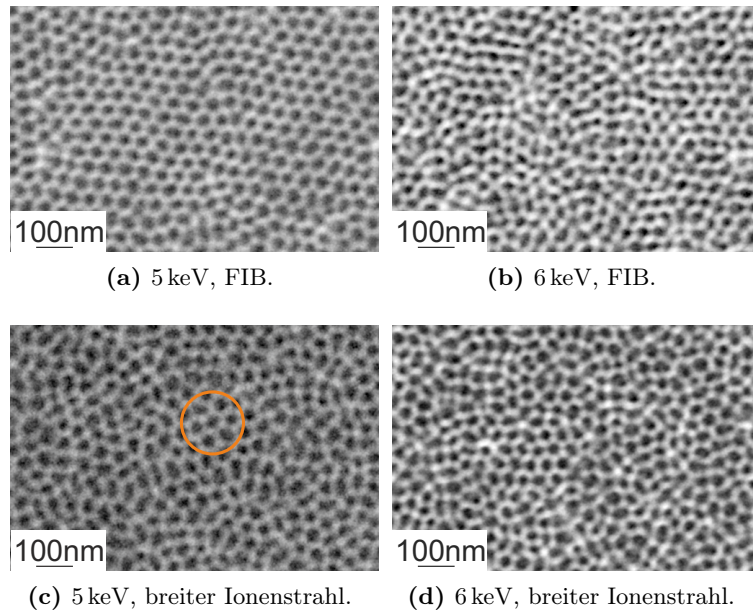


Abb. 4.7.1: REM-Aufnahmen der Lochstrukturen nach einer Ionenbestrahlung mittels FIB und breitem Ionenstrahl. Die verwendete Fluenz der senkrecht auf das Ge einfallenden Ga^+ -Ionen beträgt $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 , der mittlere Fluss des FIBs $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/ $(\text{cm}^2 \text{ s})$, und der des breiten Ionenstrahls $7,2 \times 10^{12}$ Ionen/ $(\text{cm}^2 \text{ s})$. Der Fluss im Ionenstrahl beträgt für den FIB $1,3 \times 10^{18}$ Ionen/ $(\text{cm}^2 \text{ s})$ und für den breiten Ionenstrahl $8,3 \times 10^{13}$ Ionen/ $(\text{cm}^2 \text{ s})$. Die Energie beträgt 5 keV ((a) und (c)) beziehungsweise 6 keV ((b) und (d)).

bestrahlten Germaniumoberflächen höher sein. Das Absinken der Ordnung für höhere Flüsse konnte dabei über einen Anstieg der Temperatur erklärt werden, da keine Kühlung des Substrats erfolgt. Wenn es keinen Einfluss auf den Verlauf der Ordnung mit der Fluenz gibt, ist der Musterbildungsprozess komplett unabhängig von allen hier verwendeten Bestrahlungsparametern, sondern wird nur durch die erhöhte Temperatur für große Flüsse beeinflusst. Da die Ordnung schon bei niedrigen Fluenzen sehr ausgeprägt ist, werden hier Fluenzen von weniger als $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 verwendet.

Nach einer Ionenbestrahlung mit einer Fluenz von $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 sind die in Abb. 4.7.1 gezeigten Strukturen auf der Oberfläche vorhanden. Dabei zeigt die obere Reihe die mittels FIB-Bestrahlung und die untere Reihe die unter Bestrahlung mit breitem Ionenstrahl entstandenen Lochstrukturen, wobei in der linken Spalte 5 keV und in der rechten 6 keV verwendet worden sind. Obwohl der Fluss im Ionenstrahl für den breiten Ionenstrahl vier Größenordnungen kleiner ist, ist bei beiden eine Verringerung der charakteristischen Länge mit der Ionenenergie vorhanden. Während bei 6 keV die durch FIB entstandenen Strukturen (Abb. 4.7.1b) genau die gleiche Ordnung wie die durch breiten Ionenstrahl entstandenen (Abb. 4.7.1d) besitzen, ist für 5 keV ein deutlicher Unterschied vorhanden. Dabei weisen die mittels FIB-Bestrahlung (Abb. 4.7.1a) entstandenen Lochstrukturen eine weitreichende hexagonale Nahordnung auf, während die durch breiten Ionenstrahl entstandenen nahezu keine hexagonale Nahordnung besitzen (Abb. 4.7.1c). Ein Beispiel für einen kleinen Bereich mit hexagonaler Nahordnung befindet sich im orangefarbenen Kreis. Diese unterschiedlichen Ordnungsgrade widersprechen der Tatsache, dass bei einer FIB-Bestrahlung die Ordnung mit sinkendem Strom bei gleicher Fluenz ansteigt (Abb. 4.5.3),

Tab. 4.7.1: Ordnung und charakteristische Länge der auf Ge unter senkrechtem Einfall der Ga^+ -Ionen für eine Fluenz von $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 entstandenen Lochstrukturen. Die Ionenenergie beträgt 5 keV beziehungsweise 6 keV, der mittlere Fluss des FIBs $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/ $(\text{cm}^2 \text{ s})$ und der des breiten Ionenstrahls $7,2 \times 10^{12}$ Ionen/ $(\text{cm}^2 \text{ s})$, während der Fluss im Ionenstrahl $1,3 \times 10^{18}$ Ionen/ $(\text{cm}^2 \text{ s})$ (FIB) beziehungsweise $8,3 \times 10^{13}$ Ionen/ $(\text{cm}^2 \text{ s})$ (breiter Ionenstrahl) ist.

	charakteristische Länge / nm		$P(r_1^{\text{hex}} \pm 4,88 \text{ nm})$	
	5 keV	6 keV	5 keV	6 keV
FIB	$47,2 \pm 4,9$	$43,8 \pm 4,8$	4,05	3,92
breiter Ionenstrahl	$48,1 \pm 6,6$	$43,9 \pm 5,0$	3,35	3,90

Tab. 4.7.2: Ordnung und charakteristische Länge der auf Ge unter senkrechtem Einfall der Ga^+ -Ionen für eine Fluenz von $2,0 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2 entstandenen Lochstrukturen. Die Ionenenergie beträgt 5 keV beziehungsweise 6 keV, der mittlere Fluss des FIBs $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/ $(\text{cm}^2 \text{ s})$ und der des breiten Ionenstrahls $7,2 \times 10^{12}$ Ionen/ $(\text{cm}^2 \text{ s})$, während der Fluss im Ionenstrahl $1,3 \times 10^{18}$ Ionen/ $(\text{cm}^2 \text{ s})$ (FIB) beziehungsweise $8,3 \times 10^{13}$ Ionen/ $(\text{cm}^2 \text{ s})$ (breiter Ionenstrahl) ist.

	charakteristische Länge / nm		$P(r_1^{\text{hex}} \pm 4,88 \text{ nm})$	
	5 keV	6 keV	5 keV	6 keV
FIB	$46,9 \pm 5,6$	$43,7 \pm 5,0$	3,60	3,71
breiter Ionenstrahl	$49,1 \pm 7,1$	$44,1 \pm 5,0$	3,30	3,87

und bei der Verwendung eines breiten Ionenstrahls der Fluss vier Größenordnungen geringer ist. Weiterhin wird auch für diesen Fluss von $8,3 \times 10^{13}$ Ionen/ $(\text{cm}^2 \text{ s})$ des breiten Ionenstrahls²² eine hohe Ordnung (Abb. 4.6.2) erreicht. So beträgt $P(r_1^{\text{hex}} \pm 4,88 \text{ nm})$ 3,91 für die in Abb. 4.6.2a und 3,97 für die in Abb. 4.6.2b gezeigten Lochstrukturen.

In Tabelle 4.7.1 sind die charakteristische Länge und die Ordnung für die in Abb. 4.7.1 gezeigten Strukturen zusammengestellt. Für eine Ionenenergie von 6 keV weisen sowohl die durch FIB als auch die durch breiten Ionenstrahl entstandenen Strukturen die gleiche charakteristische Länge und den gleichen Fehler dieser Länge auf. Zudem ist die hexagonale Nahordnung gleich. Im Gegensatz dazu ist bei einer Ionenenergie von 5 keV die charakteristische Länge der durch FIB-Bestrahlung entstandenen Struktur etwa 1 nm größer, wobei der Fehler sogar um 1,7 nm ansteigt. Die Ordnung der durch FIB entstandenen Lochstrukturen ist mit 4,05 zu 3,35 deutlich größer.

Im Vergleich dazu sind in Tabelle 4.7.2 die charakteristische Länge und die Ordnung für eine Fluenz von $2,0 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2 dargestellt. Für 6 keV ist die charakteristische Länge und der Fehler dieser vergleichbar, während die Ordnung für die mittels breitem Ionenstrahl entstandenen Lochstrukturen sogar höher ist, was aufgrund des niedrigeren Flusses auch erwartet wird. Da die Ordnung mit kleiner werdenden Flüssen bei Verwendung eines FIBs ansteigt (Abb. 4.5.3) müsste ein noch kleinerer Fluss, wie er durch den breiten Ionenstrahl gegeben ist, zu noch höheren Ordnungen für die gleichen Fluenzen führen. Bei einer Ionenenergie von 5 keV zeigt sich das gleiche Verhalten wie für die höhere Fluenz. Die charakteristische Länge und der Fehler der durch breiten Ionenstrahl entstandenen Strukturen ist größer, während die Ordnung kleiner

²² Das ist der Fluss im Ionenstrahl und nicht der mittlere Fluss.

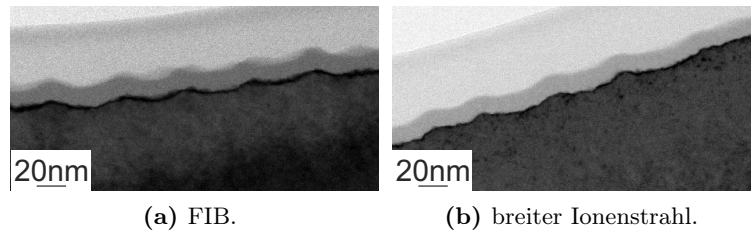


Abb. 4.7.2: TEM-Aufnahmen der durch FIB und breiten Ionenstrahl entstandenen Lochstrukturen auf Ge. Die Energie der senkrecht auf die Oberfläche treffenden Ga^+ -Ionen beträgt 5 keV, die Fluenz $2,0 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2 , der mittlere Fluss des FIBs $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/(cm^2 s) und der des breiten Ionenstrahls $7,2 \times 10^{12}$ Ionen/(cm^2 s), während der Fluss im Ionenstrahl $1,3 \times 10^{18}$ Ionen/(cm^2 s) (FIB) beziehungsweise $8,3 \times 10^{13}$ Ionen/(cm^2 s) (breiter Ionenstrahl) ist.

ist. Ein Vergleich dieser beiden Fluenzen macht deutlich, dass die Ordnung nur für die durch FIB entstandenen Lochstrukturen deutlich ansteigt. Bei einer Bestrahlung mit einem breiten Ionenstrahl ist der Anstieg der Ordnung vernachlässigbar. So beträgt zum Beispiel bei einer Ionenenergie von 6 keV und einer Fluenz von $6,0 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2 die Ordnung 4,01 und ist damit größer als für $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 . Weiterhin ist sie für 5 keV und $4,0 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2 mit 2,80 deutlich geringer als für die größere und kleinere Fluenz. Die Ursache für die nicht ansteigende Ordnung wird im Anschluss diskutiert, denn zunächst wird die Höhe der Lochstrukturen betrachtet.

In Abb. 4.7.2 sind TEM-Aufnahmen der bei 5 keV und $2,0 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2 entstandenen Lochstrukturen dargestellt. Die Höhe der Lochstrukturen beträgt $(6,9 \pm 0,9)$ nm für die mittels FIB und $(6,7 \pm 0,7)$ nm für die mit breitem Ionenstrahl bestrahlten Strukturen und ist somit identisch, wobei auch die Form der Lochstrukturen übereinstimmt.

Bei den in Abschnitt 4.5 und 4.6 gezeigten Strukturen, die durch Bestrahlung mittels breitem Ionenstrahl entstanden sind, hat eine durchgängige Bestrahlung stattgefunden. Bei den in diesem Abschnitt gezeigten Strukturen wurde die Bestrahlung unterbrochen. Daher wird der Einfluss der Kohlenstoffkontamination auf der Oberfläche betrachtet (Abb. 4.7.3). Dafür wird die Germaniumoberfläche mit 5 keV und einer Fluenz von $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 mittels FIB bestrahlt. Die so erhaltene Oberfläche ist in Abb. 4.7.3a dargestellt. Über diesen Bereich wird nun mit dem REM insgesamt 6,38 s gerastert. Dabei beträgt die integrale Verweilzeit 32,4 μs /Scanpunkt. Trotz eines Vakuums von 10^{-6} mbar wird Kohlenstoff auf der Oberfläche adsorbiert. Außer einem schwächer werdenden Kontrast ist keine Veränderung der Oberfläche vorhanden. Wenn dieser Bereich noch einmal mit Ionen bestrahlt wird, verändert sich die Oberfläche. So ist bei einer zusätzlich auf diesen Bereich aufgebrauchten Fluenz von $2,5 \times 10^{16}$ Ionen/ cm^2 die Ordnung in dem zuvor betrachteten Bereich nicht mehr vorhanden. Dies ist in Abb. 4.7.3b dargestellt, wobei es sich bei der in der linken unteren Ecke (abgegrenzt durch die orangefarbenen Linien) um den zuvor betrachteten Bereich handelt. Im nicht betrachteten also im nicht mit Kohlenstoff bedeckten Bereich hat sich die Ordnung nicht verringert. Eine Unterbrechung der Bestrahlung mit breitem Ionenstrahl hat einen ähnlichen Effekt. Wenn die Oberfläche für einige Zeit der Atmosphäre ausgesetzt wird, adsorbiert Kohlenstoff darauf, was einen Anstieg der Ordnung bei einer weiteren Ionenbestrahlung verhindert. Dabei ist die Bestrahlung bei 5 keV und $2,0 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2 häufig unterbrochen worden, während bei 6 keV und der gleichen Fluenz keine Unterbrechung

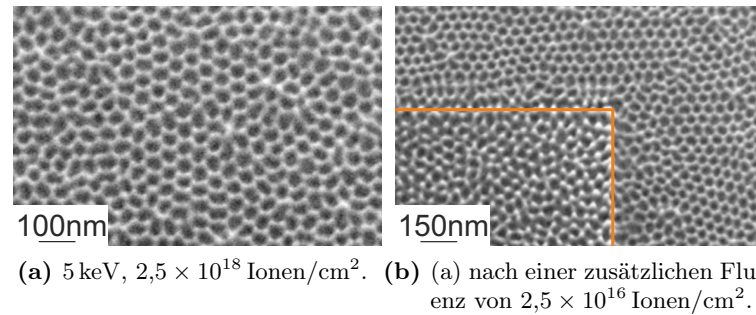


Abb. 4.7.3: Einfluss der Kohlenstoffkontamination auf die Bildung der Lochstrukturen auf Ge unter senkrechtem Einfall der Ga⁺-Ionen. Der mittlere Fluss des FIBs beträgt $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/(cm² s) und die Energie 5 keV. Die untere linke Ecke in (b) zeigt einen Teil des in (a) abgebildeten Bereich. Die genauere Beschreibung ist im Text zu finden.

stattgefunden hat. Dies erklärt, warum die Ordnung für diese Fluenz nur bei 6 keV höher als bei der Bestrahlung mittels FIB ist. Damit handelt es sich um einen rein temperaturbedingten Effekt, der die Ordnung beeinflusst.

Eine genaue Betrachtung des abgegrenzten Bereichs in Abb. 4.7.3b zeigt, dass diese Strukturen nicht besser geordnet sind als die nur mit einer Fluenz von $3,8 \times 10^{16}$ Ionen/cm² und 5 keV bestrahlten (vergleiche Abb. 4.2.1b). Der Musterbildungsprozess ist demnach komplett unterbrochen worden und hat bei einer erneuten Bestrahlung von vorn begonnen. Dabei wird der auf der Oberfläche adsorbierte Kohlenstoff durch die Ionenbestrahlung wieder gesputtert. Zudem wird ein Teil des Kohlenstoffs in das darunter befindliche Germanium implantiert. Damit ändert sich die Zusammensetzung der oberflächennahen Schicht, die maßgeblich den Musterbildungsprozess beeinflusst. So wird entsprechend der Bradley-Shipman-Theorie (vergleiche Abschnitt 2.3.5) die weniger stark gesputterte Komponente in der oberflächennahen Schicht angereichert. Bei einer Implantation von Kohlenstoff in diese Schicht wird die Zusammensetzung, die sich durch das Sputtergleichgewicht eingestellt hat, empfindlich gestört. Bei einer erneuten Ionenbestrahlung muss sich das Sputtergleichgewicht wieder neu einstellen und der Kohlenstoff muss abgetragen werden.

4.8 Zusammensetzung der amorphen Schicht nach der Ionenbestrahlung

Durch die Bestrahlung des Germaniums mit den Ga⁺-Ionen werden diese in den Festkörper implantiert, das heißt, es findet eine Anreicherung von Gallium in der oberflächennahen Schicht statt. In der Bradley-Shipman-Theorie (vergleiche Abschnitt 2.3.5) ist diese zweite Komponente (Gallium) notwendig, um die Entstehung von hexagonal geordneten Strukturen zu erreichen. Daher wird in diesem Abschnitt die Zusammensetzung der amorphen Schicht am Beispiel einer mit breitem Ga⁺-Ionenstrahl bestrahlten Probe hinsichtlich einer Galliumanreicherung untersucht. Dabei werden eine Ionenenergie von 5 keV und eine Fluenz von $2,0 \times 10^{17}$ Ionen/cm² zur Erzeugung der Lochstrukturen verwendet. Die Zusammensetzung der amorphen Schicht wird zunächst mittels Energiedispersiven Röntgenspektroskopie-Messungen (energy dispersive x-ray spectroscopy, EDX) untersucht (Abb. 4.8.1). Abb. 4.8.1a und Abb. 4.8.1b zeigen STEM-Aufnahmen („Scanning“-TEM) der Lochstrukturen. Dabei ist der helle Bereich am unteren

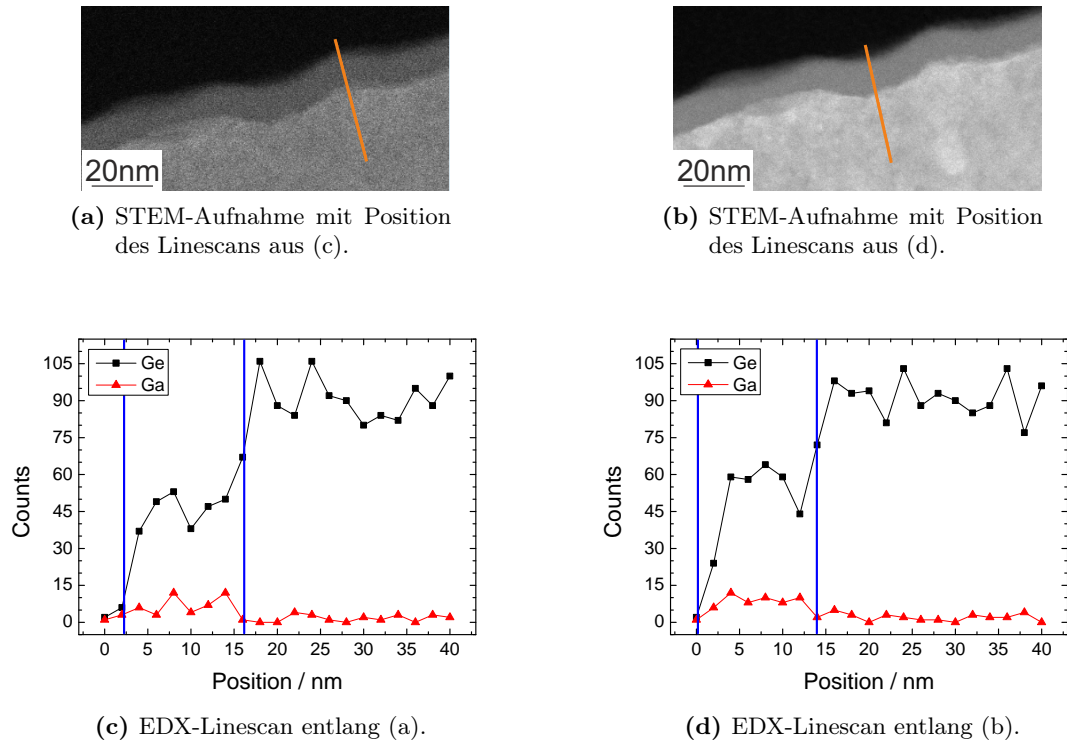


Abb. 4.8.1: EDX-Linescan durch die amorphe Schicht. Hierbei zeigen die STEM-Aufnahmen in (a) und (b) die Position des jeweils darunter befindlichen Linescans. Der dunkle Bereich am oberen Bildrand ist der Kohlenstoff, der hellere Streifen die amorphe Schicht und der hellste Bereich am unteren Bildrand das kristalline Germanium. Die Position 0 mm in (c) und (d) befindet sich im Kohlenstoff. Dabei geht der Linescan in (c) über eine Erhebung und der in (d) durch eine Vertiefung einer Lochstruktur.

Bildrand das kristalline Substrat, der darüber befindliche dunklere Streifen die amorphe Schicht und der schwarze Bereich oben die Kohlenstoff-Schutzschicht. Die orangefarbenen Linien geben die Position des jeweils darunter befindlichen Linescans an. Dabei befindet sich 0 nm in der Kohlenstoffschicht. Die EDX-Messungen werden dabei einmal über eine Erhebung (Abb. 4.8.1a, Abb. 4.8.1c) und einmal über eine Vertiefung (Abb. 4.8.1b, Abb. 4.8.1d) durchgeführt. Dabei wird in jedem Punkt ein komplettes EDX-Spektrum aufgenommen und dieses anschließend auf den Gallium- (rote Dreiecke) und Germanium-Gehalt (schwarze Quadrate) analysiert. Die sich so ergebenden Profile sind in Abb. 4.8.1c und Abb. 4.8.1d gezeigt. Beiden ist gemeinsam, dass die Germanium-Konzentration zunächst bis auf ein Plateau ansteigt und erst mit größer werdender Tiefe im kristallinen Germanium ihr Maximum erreicht. Dabei ist der Bereich des ersten Plateaus durch die beiden senkrechten blauen Linien begrenzt. In diesem Bereich ist auch eine leicht erhöhte Gallium-Konzentration vorhanden. Ein Vergleich der Tiefen zeigt, dass es sich bei dem Bereich mit geringerer Germanium-Konzentration um den amorphen Bereich handelt, da die Tiefendifferenz genau der Dicke der amorphen Schicht entspricht. Es findet demnach eine Anreicherung von Gallium in der amorphen Schicht statt. Diese ist sowohl in den Erhebungen als auch in der Vertiefungen vorhanden. Eine Aussage über die Menge des in der amorphen Schicht vorhandenen Galliums lässt sich anhand der EDX-Messungen nicht treffen, da diese TEM-Lamellen mittels FIB und damit mit einem Ga^+ -Ionenstrahl präpariert worden sind, wo-

durch sich zusätzliches Gallium in den Randbereichen der Lamelle befindet, was auch an den nicht auf Null absinkenden Counts zu erkennen ist.

Zur Bestimmung der Gallium-Konzentration werden AES-Messungen durchgeführt (nicht gezeigt), die eine Gallium-Konzentration von 18 % ergeben.²³ Dies ist in Übereinstimmung mit den Tridyn-Simulationen [202], die eine Anreicherung von 20 % ergeben.

Ob die gemessene Anreicherung von Gallium tatsächlich für die Ausprägung der hexagonalen Nahordnung der Lochstrukturen verantwortlich ist, wird im nächsten Abschnitt untersucht.

4.9 Verwendung von Germanium-Ionen zur Erzeugung von Lochstrukturen

Im vorangegangenen Abschnitt ist die Anreicherung von Gallium in der amorphen Schicht gemessen worden. Damit ist neben dem Germanium eine zweite Komponente in der oberflächennahen Schicht vorhanden. Diese wird in der Bradley-Shipman-Theorie (vergleiche Abschnitt 2.3.5) benötigt, um die Entstehung von hexagonal geordneten Strukturen zu erreichen. Daher wird die Oberfläche in diesem Abschnitt mit Ge^+ -Ionen bestrahlt. Damit ist keine zweite Komponente vorhanden und die Strukturen dürften entsprechend den gekoppelten Differentialgleichungen²⁴ nicht geordnet sein. Da es sich bei Gallium und Germanium um direkte Nachbarn im Periodensystem handelt, ist kein Einfluss der Sputterausbeute oder der Ionenmasse vorhanden.

Es werden ebenfalls ein senkrechter Ioneneinfall und ein breiter Ionenstrahl genutzt, so dass der mittlere Fluss $4,3 \times 10^{13}$ Ionen/(cm^2s) beträgt. Da in Abschnitt 4.7 der Einfluss einer Unterbrechung der Ionenbestrahlung gezeigt worden ist, findet hier eine durchgängige Bestrahlung statt, um auch die Ordnung vergleichen zu können.

Die so entstehenden Strukturen sind in Abb. 4.9.1 dargestellt. Die Fluenz beträgt für (a) bis (j) $2,0 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2 , wobei die Bildbreite der REM-Aufnahmen $1\text{ }\mu\text{m}$ ist. Um auch die Höhe der Lochstrukturen vergleichen zu können, befindet sich für die Fluenz von $2,0 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2 jeweils eine dazugehörige TEM-Aufnahme darunter, deren Bildbreite 256 nm beträgt. In Abb. 4.9.1k bis Abb. 4.9.1m sind REM-Aufnahmen nach der Bestrahlung mit höheren Fluenzen (zwischen $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 und $3,0 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2) gezeigt, um auch die Ordnung der Lochstrukturen miteinander vergleichen zu können. Bei einer Bestrahlung der Germaniumoberfläche mit Ga^+ -Ionen sind bei einer Fluenz von $2,0 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2 sowohl bei einer Ionenenergie von 5 keV (Abb. 4.9.1a) als auch bei 6 keV (Abb. 4.9.1b) einige kleine hexagonal geordnete Bereiche vorhanden, wie zum Beispiel in den orangefarbenen Kreisen. Dabei weisen diese Lochstrukturen die sechs Erhebungen um jede einzelne Lochstruktur auf. Ein Vergleich der mit Ge^+ -Ionen bestrahlten Oberfläche der gleichen Energie und Fluenz zeigt ebenfalls Lochstrukturen (Abb. 4.9.1e, Abb. 4.9.1f). Für eine Ionenenergie von 5 keV sind die entstehenden Lochstrukturen sehr inhomogen, sowohl von der Größenverteilung als auch von der Form einer einzelnen Lochstruktur. Bei beiden Energien ist keine hexagonale Nahordnung vorhanden. Eine genaue Betrachtung zeigt zwar bei 6 keV eine Lochstruktur (in dem orangefarbenen Kreis) mit sechs Nachbarn, doch besitzen die umgebenden Lochstrukturen alle eine unterschiedliche Größe und es sind auch nicht die sechs Erhebungen vorhanden. Da die Lochstrukturen bei einer Bestrahlung mit 5 keV Ge^+ -Ionen eher den bei 4 keV (vergleiche dazu Abb. 4.3.1b) als den bei 5 keV entstandenen Lochstrukturen bei Verwendung von Ga^+ -Ionen ähneln, erfolgt auch eine Bestrahlung mit 7 keV für

²³ Diese Messungen werden nicht an den Querschnitten sondern auf der Oberfläche der Lochstrukturen durchgeführt.

²⁴ Gleichung 2.3.23 und Gleichung 2.3.24 auf Seite 19

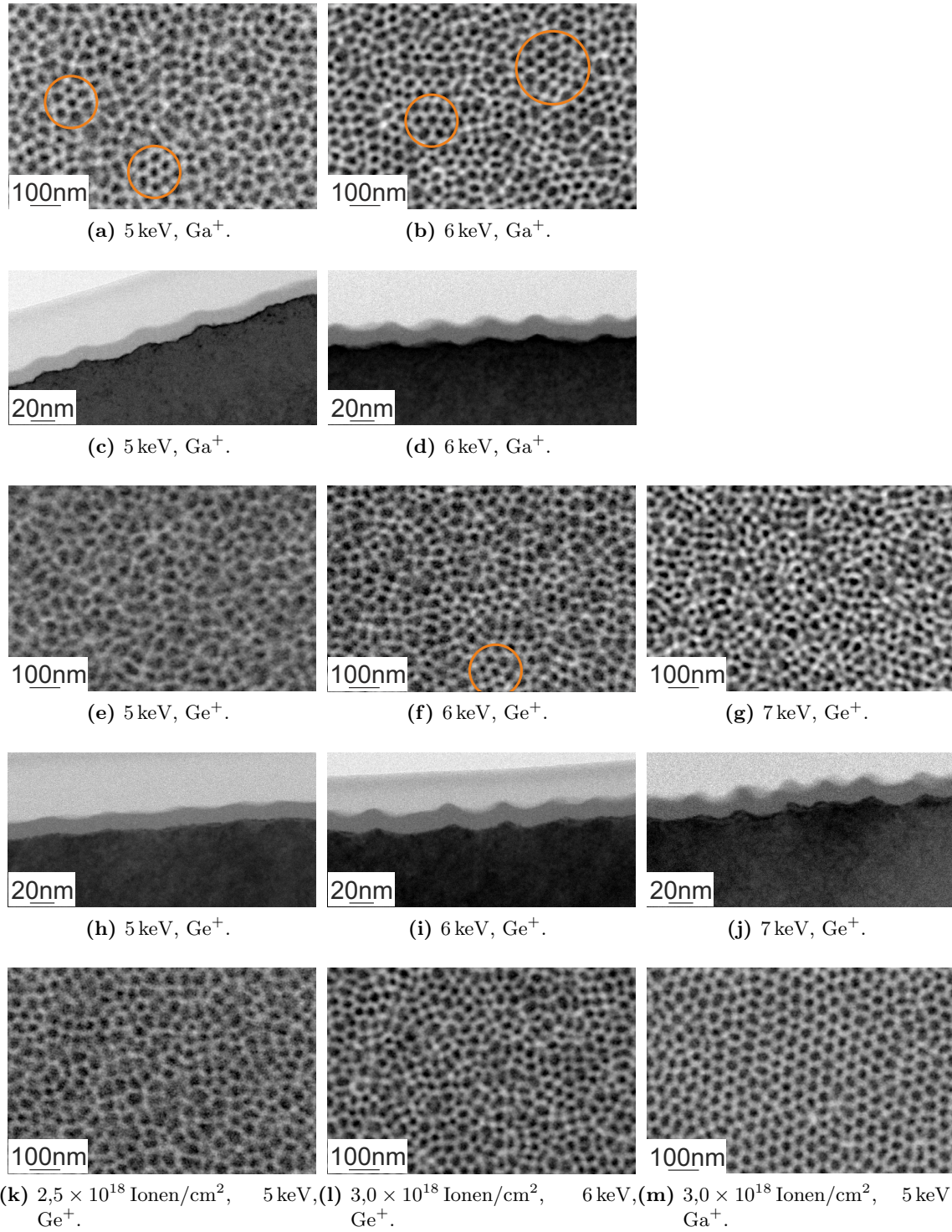


Abb. 4.9.1: Durch Ga^+ - und Ge^+ -Ionen unter senkrechtem Ioneneinfall und Verwendung eines breiten Ionenstrahls auf Ge entstandene Lochstrukturen. Die Fluenz beträgt für (a)-(j) $2,0 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2 .

die Ge^+ -Ionen. Dies ist in Abb. 4.9.1g dargestellt. Dabei bilden sich ebenfalls Lochstrukturen, die wieder keine hexagonale Ordnung aufweisen. Bei der Bestrahlung mit Ga^+ -Ionen bilden sich bei 7 keV keine Lochstrukturen, sondern die Oberfläche besitzt eine wurmartige Struktur (Abb. 4.3.2d). Genau wie bei der Bestrahlung mit Ga^+ -Ionen ist auch bei der Verwendung von Ge^+ -Ionen eine Verringerung der charakteristischen Länge mit der Energie vorhanden.

Ein Vergleich der TEM-Aufnahmen der Strukturen zeigt, dass die bei 5 keV Ge^+ -Ionen (Abb. 4.9.1h) entstandenen Strukturen deutlich niedriger als die unter Verwendung von Ga^+ -Ionen (Abb. 4.9.1c) entstandenen sind, wobei auch bei Ge^+ die Höhe mit der Energie zunimmt. Die Dicke der amorphen Schicht ist bei einer Ionenenergie innerhalb der Fehler konstant, unabhängig davon, ob es sich um mittels Ge^+ - oder Ga^+ -Bestrahlung gebildete Strukturen handelt.

Bei einer Erhöhung der Fluenz auf $3,0 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 wird bei Verwendung von 5 keV Ga^+ -Ionen eine weitreichende hexagonale Ordnung erreicht (Abb. 4.9.1m). Bei der Bestrahlung mit Ge^+ -Ionen tritt diese nicht auf, unabhängig davon, ob es sich um 5 keV und $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 (Abb. 4.9.1k) oder um 6 keV und eine Fluenz von $3,0 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 (Abb. 4.9.1l) handelt.

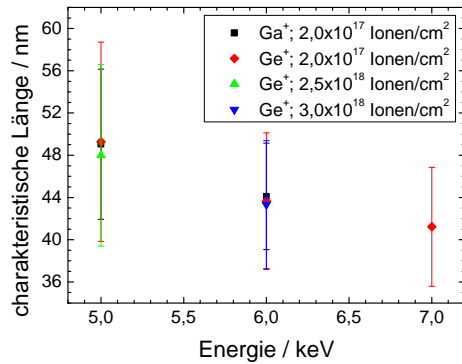
Ein Vergleich der mit Ge^+ - und Ga^+ -Ionen bestrahlten Oberfläche bezüglich Ordnung, charakteristischer Länge und Standardabweichung der charakteristischen Länge ist in Abb. 4.9.2 dargestellt. Dabei werden die in Abb. 4.9.1 gezeigten Strukturen betrachtet.

Die charakteristische Länge der mit Ge^+ -Ionen bestrahlten Oberfläche sinkt von $(49,3 \pm 9,4)$ nm für 5 keV auf $(41,2 \pm 5,6)$ nm für eine Energie von 7 keV und eine Fluenz von $2,0 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2 (Abb. 4.9.2a). Hierbei ist kein Unterschied zwischen den mit Ge^+ und den mit Ga^+ bestrahlten Oberflächen vorhanden. Eine Veränderung der charakteristischen Länge mit der Fluenz tritt für diesen Fluenzbereich nicht auf.

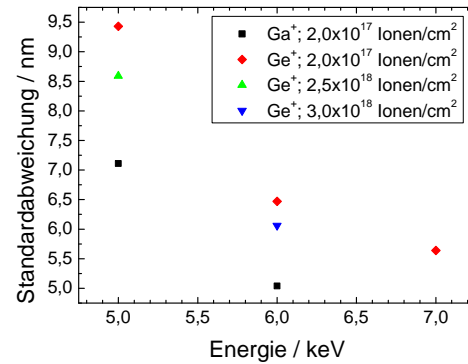
Die Standardabweichung der charakteristischen Länge ist für die mit Ga^+ -Ionen bestrahlte Oberfläche deutlich geringer als für die mit Ge^+ -Ionen bestrahlte (Abb. 4.9.2b). Dabei sinkt die Standardabweichung sowohl mit der Energie als auch mit der Fluenz der Ge^+ -Ionen, erreicht aber nicht die niedrigen Werte von Ga^+ . Selbst bei einer Fluenz von $3,0 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 ist die Standardabweichung für 6 keV Ge^+ mit 6,1 nm immer noch höher als für die Ga^+ und eine Fluenz von $2,0 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2 , wo sie 5,0 nm beträgt.

In Abb. 4.9.2c ist die Ordnung dieser Strukturen dargestellt. Wie schon in den REM-Aufnahmen zu erkennen ist, ist diese für die Bestrahlung mit Ge^+ -Ionen deutlich geringer als bei der Verwendung von Ga^+ -Ionen. Dabei ist die Ordnung für 6 keV und 7 keV (Ge^+) gleich groß und höher als bei 5 keV. Selbst für die beiden hohen Fluenzen findet kein signifikanter Anstieg der Ordnung statt. Diese ist immer noch deutlich geringer als bei der Verwendung von Ga^+ -Ionen und niedrigen Fluenzen. So hat ein Anstieg der Fluenz von $2,0 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2 auf $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 bei der Verwendung von Ge^+ -Ionen einen Anstieg der Ordnung von 2,47 auf 2,69 zur Folge, während bei Ga^+ eine Erhöhung der Fluenz von $2,0 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2 auf $3,0 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 eine Erhöhung der Ordnung von 3,30 auf 3,91 bewirkt.

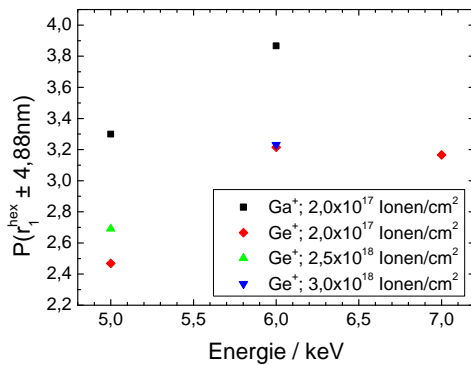
Die Höhe der Lochstrukturen nach der Bestrahlung mit Ge^+ - beziehungsweise Ga^+ -Ionen ist in Abb. 4.9.3 dargestellt. Dabei beträgt die Fluenz $2,0 \times 10^{17}$ Ionen/ cm^2 , außer für 4 keV, wo sie $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 ist. Für die Bestrahlung mit Ga^+ -Ionen ist die Höhe der Lochstrukturen bei gleicher Energie größer als nach der Bestrahlung mit Ge^+ -Ionen. Dies ist sowohl für den FIB als auch bei Verwendung eines breiten Ionenstrahls zutreffend. Zwischen FIB und breitem Ionenstrahl gibt es bei Verwendung einer Energie und einer Ionensorte keinen Unterschied, wie bei 5 keV zu erkennen ist. Der Anstieg der Höhe der Lochstrukturen mit der Energie ist bei Ga^+ -Ionen und Ge^+ -Ionen gleich groß. Dabei entspricht die Höhe der Lochstrukturen bei der Verwendung von Ge^+ -Ionen der Höhe der Lochstrukturen bei einer um 1 keV verringerten Energie bei der Nutzung von Ga^+ -Ionen.



(a) Abhängigkeit der charakteristischen Länge.



(b) Abhängigkeit der Standardabweichung.



(c) Abhängigkeit der Ordnung.

Abb. 4.9.2: Abhängigkeit der charakteristischen Länge (a), der Standardabweichung (b) und der Ordnung (c) der Lochstrukturen auf Ge von der Ionensorte. Die Bestrahlung erfolgt unter senkrechtem Einfall der Ga⁺- beziehungsweise Ge⁺-Ionen mit einem breitem Ionenstrahl.

Die unterschiedliche Höhe der Strukturen kann nicht mit einer unterschiedlichen Eindringtiefe in das Substrat erklärt werden. Diese ist nach den TRIM-Simulationen nahezu identisch, da Gallium und Germanium im Periodensystem direkte Nachbarn sind. Eine unterschiedliche Strukturhöhe könnte in den unterschiedlichen Diffusionskoeffizienten der Vakanzen begründet sein. Durch den Ionenbeschuss werden Vakanzen und Zwischengitteratome erzeugt, wobei sich die Vakanzen verbinden und „voids“ formen. Wenn die Vakanzen in der mit Gallium angereicherten Schicht einen höheren Diffusionskoeffizienten als in der reinen Germaniumschicht besitzen, erhöht sich die Anzahl der rekombinierenden Vakanzen mit den Zwischengitteratomen, so dass die Anzahl der Vakanzen im Substrat sinkt. Damit sind weniger Vakanzen vorhanden, die sich verbinden können. Die Folge sind kleinere „voids“, was zu flacheren Strukturen führt, da die Oberfläche durch den Ionenbeschuss kontinuierlich abgetragen wird.

Die Ordnung wird in allen Theorien des Kuramoto-Sivashinsky-Typs über eine Dämpfung erreicht. So koppeln die beiden Differentialgleichungen der Bradley-Shipman-Theorie [175,177] die

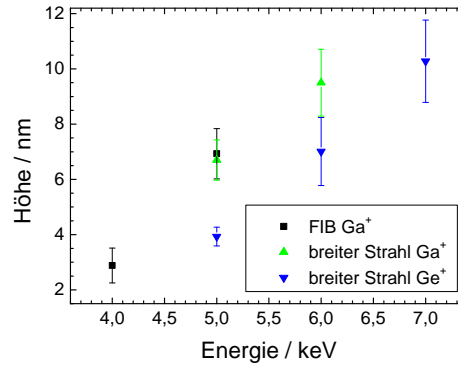


Abb. 4.9.3: Abhängigkeit der Höhe der Lochstrukturen auf Germanium von der Ionensorte. Die Fluenz beträgt außer für 4 keV $2,0 \times 10^{17}$ Ionen/cm². Für 4 keV beträgt sie $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/cm². Die Bestrahlung erfolgt unter senkrechtem Einfall der Ga⁺- beziehungsweise Ge⁺-Ionen mittels FIB und breitem Ionenstrahl.

Topographie der Oberfläche mit der Zusammensetzung.²⁵ Dabei wird von zwei Komponenten ausgegangen, wobei sich die mit der höheren Sputterausbeute in den Erhebungen befindet. Das führt zu einem bevorzugten Abtragen der Erhebungen und die Erhöhung der Amplitude wird gedämpft. In dieser Theorie ist es notwendig, dass der Impulsübertrag auf die stärker gesputterte Komponente größer ist.

Bei einer Bestrahlung von Germanium mit Germanium findet keine Änderung der Zusammensetzung der amorphen Schicht statt, da nur eine Komponente vorhanden ist. Damit gibt es keine lokale Abweichung vom Sputtergleichgewicht und somit ist ϕ Null, wodurch keine Kopplung der Gleichungen mehr existiert. Damit reduziert sich die Gleichung auf die ungedämpfte Kuramoto-Sivashinsky-Gleichung, so dass keine hexagonale Nahordnung der Lochstrukturen vorhanden ist. Dies stimmt mit den experimentellen Befunden überein, wo keine hexagonale Nahordnung der Lochstrukturen bei der Bestrahlung von Germanium mit Ge⁺-Ionen entstanden ist.

Bei der Bestrahlung von Germanium mit Ga⁺-Ionen konnte eine Anreicherung des Galliums in der amorphen Schicht gezeigt werden (siehe Abschnitt 4.8), womit eine zweite Komponente im Materialsystem vorhanden ist, die die lokale Konzentration verändern kann. Dies ermöglicht die Kopplung beider Gleichungen, wodurch die hexagonale Nahordnung erreicht werden kann.

Da die entstehende Ordnung davon abhängt, ob das Germanium mit Ga⁺- oder Ge⁺-Ionen bestrahlt wird, kann es sich nicht nur um eine Dämpfung aufgrund von Redeposition handeln. Vielmehr beeinflusst die Zusammensetzung der Oberfläche den Musterbildungsprozess.

4.10 Vergleich mit einer Simulation

In diesem Abschnitt erfolgt ein Vergleich der entstandenen Lochstrukturen mit den durch die Bradley-Shipman-Theorie simulierten. Dabei werden zur Simulation der gekoppelten Differentialgleichungen²⁶ folgende Parameter verwendet: senkrechter Ioneneinfall, $\lambda = -1$, $a = 0,25$, $b = 0,37$, $c = 1$, $\nu = 1$, $\eta = 0$, Rastergröße 300×300 Punkte, laterale Schrittweite $\Delta x = \Delta y = 0,5$, zeitliche Schrittweite $\Delta t = 0,001$ und $t = 1000$. Die so erhaltene Momentaufnahme

²⁵ siehe Abschnitt 2.3.5, Gleichung 2.3.23 und Gleichung 2.3.24.

²⁶ Gleichung 2.3.23 und Gleichung 2.3.24 auf Seite 19

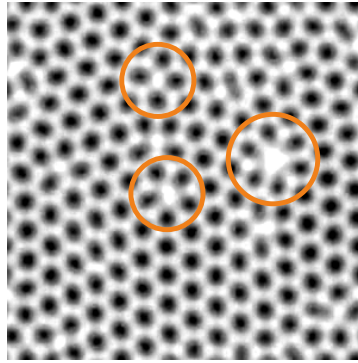
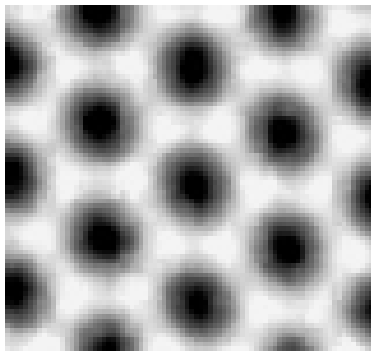
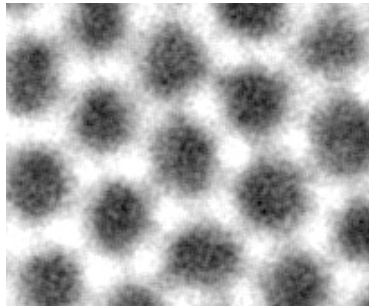


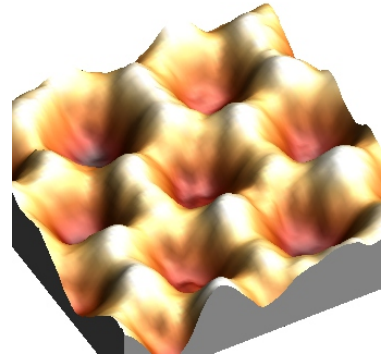
Abb. 4.10.1: Simulation der Lochstrukturen nach der Bradley-Shipman-Theorie. Die Parameter befinden sich im Text.



(a) Zoom in die Simulation der Lochstrukturen von Abb. 4.10.1.



(b) REM-Aufnahme der unter senkrechtem Ioneneinfall entstandenen Lochstrukturen. Die Bildbreite beträgt 200 nm.



(c) 3D-AFM der unter senkrechtem Einfall der Ga^+ -Ionen mit 5 keV entstandenen Lochstrukturen auf Ge. Die Bildbreite beträgt 150 nm, die Höhe 9,5 nm.

Abb. 4.10.2: Vergleich von Simulation und Messergebnis für senkrechten Ioneneinfall.

ist in Abb. 4.10.1 dargestellt. Genau wie auf Galliumantimonid bilden die Strukturen hexagonal geordnete Domänen, wobei diesmal Lochstrukturen anstelle der Punktstrukturen vorhanden sind. Die entstehenden Strukturen hängen dabei vom Vorzeichen von λ ab. Für positive λ entstehen Punktstrukturen für negative λ Lochstrukturen. Ein Vergleich mit den zur Simulation der Punktstrukturen verwendeten Parameter (siehe Abschnitt 3.7) zeigt, dass λ dort zwar nicht positiv, aber mit $-0,1$ nahe Null ist. Der einzige weitere veränderte Parameter ist η mit 20 für die Lochstrukturen und 0 für die Punktstrukturen. Dieser Parameter hat ein Verschieben von positiven λ zu Werten knapp unter 0 bewirkt.

Die hexagonale Ordnung ergibt sich dabei als Superposition der Wellenfunktionen,²⁷ wobei die komplexe Amplitude in allen drei Raumrichtungen²⁸ gleich ist und eine feste Phasenbeziehung besteht [177]. Das Vorzeichen der Amplitude bestimmt, ob sich hexagonal geordnete Punkt- oder Lochstrukturen bilden. Zwischen den einzelnen hexagonal geordneten Domänen befinden

²⁷ aus der resonanten nichtlinearen Wechselwirkung der Wellen

²⁸ Alle Richtungen liegen in der Ebene der Oberfläche und haben einen Winkel von 120° zueinander.

sich Punktdefekte, wie zum Beispiel ein fehlendes Loch. An dieser Stelle ist stattdessen eine Erhebung vorhanden. Die Defekte zwischen den Strukturen sowie die sechs Erhebungen um jede Struktur lassen sich damit als Überlagerung der drei Wellenfunktionen verstehen, wobei diese interferieren. Damit sind die Defekte, die zwischen den Lochstrukturen auftreten, die gleichen wie zwischen den Punktstrukturen, nur dass die Oberfläche invertiert ist. Die Defekte zwischen den Lochstrukturen sind entsprechend größer, je mehr benachbarte Lochstrukturen sich um diese befinden. So sind in der Simulation in den orangefarbenen Kreisen Defekte mit vier, fünf und sechs umgebenden Lochstrukturen eingezeichnet. Experimentell ist diese Art von Defekten auch vorhanden, so war zum Beispiel ein fehlendes Loch mit sechs benachbarten Lochstrukturen in Abb. 4.2.1e mit c bezeichnet.

Bei Galliumantimonid wird der Musterbildungsprozess durch Galliumanreicherungen und somit Adatome bestimmt, während bei Germanium die Vakanzdynamik die entstehende Struktur beeinflusst. Damit entstehen durch die Adatome Punktstrukturen, während die Vakanzen zu Lochstrukturen führen.

Ein Zoom in diese Simulation ist in Abb. 4.10.2a dargestellt. Dabei ist jede Lochstruktur von sechs Erhebungen umgeben. Diese sind auch experimentell vorhanden, wie die REM-Aufnahme in Abb. 4.10.2b und die AFM-Aufnahme in Abb. 4.10.2c zeigt. Die Bildbreite der REM-Aufnahme beträgt 200 nm, die der AFM-Aufnahme 150 nm. Die Höhenskala der AFM-Aufnahme beträgt 9,5 nm. Genau wie bei Galliumantimonid lassen sich die unter senkrechtem Ioneneinfall entstehenden Lochstrukturen mit dieser Theorie beschreiben. Die Bildung von (wenn auch ungeordneten) Lochstrukturen auf Germanium nach der Bestrahlung mit Ge^+ -Ionen kann mit dieser Theorie ebenfalls erklärt werden, da keine zweite Komponente vorhanden ist und somit keine Kopplung der Differentialgleichungen erfolgt. Damit reduzieren sich diese beiden Gleichungen für die Bestrahlung mit Ge^+ -Ionen auf die ungedämpfte Kuramoto-Sivashinsky-Gleichung, die ebenfalls Lochstrukturen aber keine hexagonale Nahordnung dieser beschreibt. Die Bestrahlung von Germanium mit Ga^+ -Ionen unter senkrechtem Ioneneinfall kann mit dieser Theorie simuliert werden.

4.11 Änderungen der Strukturen mit dem Winkel

Für schrägen Ioneneinfall konnte die Bradley-Shipman-Theorie nicht die auf Galliumantimonid entstehenden geneigten Punktstrukturen erklären. Daher wird Germanium mit Ga^+ -Ionen unter schrägem Ioneneinfall bestrahlt, um eine mögliche Neigung der Lochstrukturen in Richtung des Ionenstrahls zu untersuchen. Wenn diese Neigung nicht auftritt, wird der Musterbildungsprozess, der zur Entstehung der geneigten Punktstrukturen führt, durch eine materialspezifische Eigenschaft des Galliumantimonids beeinflusst. Da es sich bei den Lochstrukturen um das inverse Muster der Punktstrukturen handelt, ist das Muster für senkrechten Ioneneinfall ähnlich, so dass ein ähnliches Verhalten mit dem Einfallswinkel möglich ist. Daher wird in diesem Abschnitt die Veränderung der Strukturen mit dem Ioneneinfallswinkel untersucht.

Die Bestrahlung erfolgt mit Ga^+ -Ionen einer Energie von 5 keV beziehungsweise 6 keV mit dem FIB. Die Beschränkung auf diese Energien erfolgt, da nur dafür eine hohe hexagonale Nahordnung der Lochstrukturen für senkrechten Ioneneinfall auftritt. Damit die Fluenzen für die verschiedenen Winkel identisch sind, wird die Schrittweite des Rasterns des FIBs in y-Richtung so angepasst, dass trotz des unterschiedlichen Winkels die ursprüngliche Schrittweite erhalten bleibt und genau der in x-Richtung entspricht. Eine Erhöhung der Fluenz wird über eine erhöhte Anzahl von Wiederholungen erreicht, so dass die Rastergeschwindigkeit immer konstant ist.

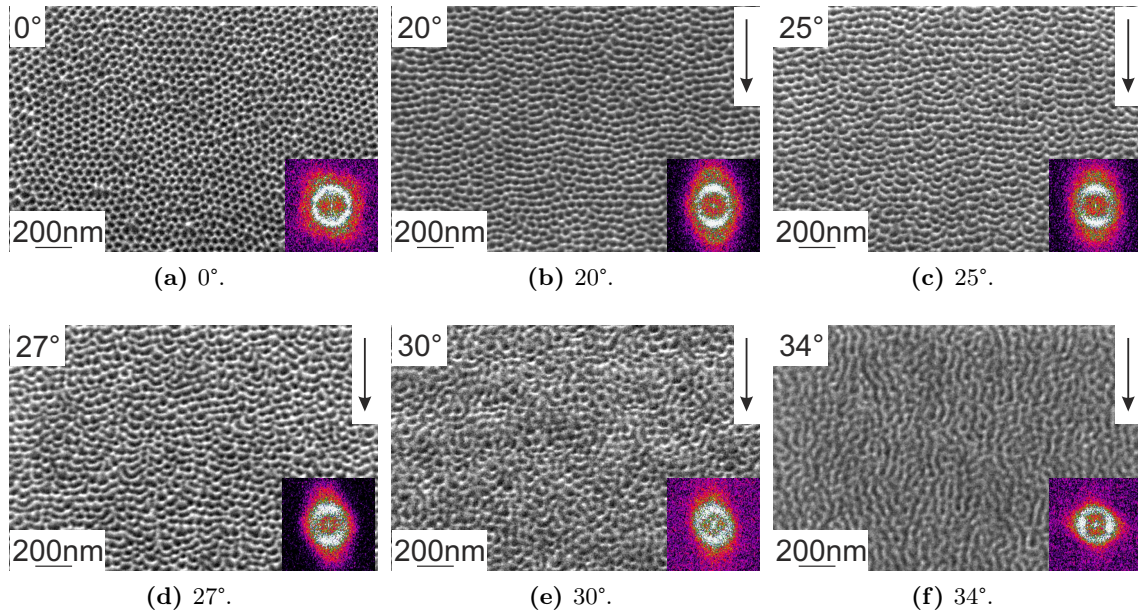


Abb. 4.11.1: REM-Aufnahmen nach der Bestrahlung von Ge mit Ga^+ -Ionen unter verschiedenen Winkeln mit 5 keV, einer Fluenz von $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 und einem mittleren Fluss des FIBs von $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{s}$). Der Pfeil gibt die Projektion des Ionenstrahls auf die Oberfläche an. Die FFT in der jeweils unteren rechten Ecke reicht bis $\pm 63,5 \mu\text{m}^{-1}$.

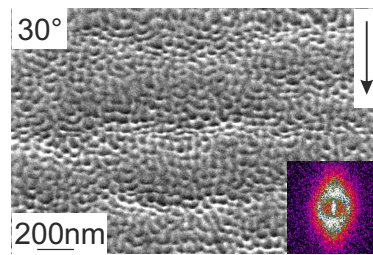


Abb. 4.11.2: REM-Aufnahme nach der Bestrahlung von Ge mit Ga^+ -Ionen unter 30° mit 5 keV, einer Fluenz von $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 und einem mittleren Fluss des FIBs von $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{s}$). Der Pfeil gibt die Projektion des Ionenstrahls auf die Oberfläche an. Die FFT in der unteren rechten Ecke reicht bis $\pm 63,5 \mu\text{m}^{-1}$.

In Abb. 4.11.1 sind REM-Aufnahmen einer bei 5 keV unter variablem Einfallswinkel mit einer Fluenz von $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 bestrahlten Germaniumoberfläche gezeigt. Die Bildbreite beträgt $2 \mu\text{m}$. Bei senkrechtem Ioneneinfall (Abb. 4.11.1a) bilden sich hexagonal geordnete Lochstrukturen. Diese weisen nur eine kurzreichweitige Ordnung auf, weswegen in der zweidimensionalen Fouriertransformierten (FFT) in der unteren rechten Bildecke ein Ring vorhanden ist. Würde es sich nur um eine Domäne handeln, wären statt des Rings sechs Peaks vorhanden (vergleiche Abb. 4.2.2c). Dabei reicht die FFT jeweils bis $\pm 63,5 \mu\text{m}^{-1}$. Für die Winkel ungleich 0° gibt der Pfeil in der oberen rechten Bildecke die Projektion des Ionenstrahls auf die Oberfläche wieder. Bei einem Ioneneinfallswinkel von 20° (Abb. 4.11.1b) verschwindet die hexagonale Nahordnung. Stattdessen sind die Lochstrukturen senkrecht zur Projektion des Ionenstrahls angeordnet. Durch diese Vorzugsrichtung sind in der FFT zwei Peaks anstelle des Rings vor-

handen. Da die Anordnung nicht exakt senkrecht zur Projektion des Ionenstrahl ist, sondern eine Verteilung besitzt, sind die Peaks nicht scharf definiert, sondern erstrecken sich über einen großen Winkelbereich. Mit einem weiter ansteigenden Ioneneinfallswinkel auf 25° (Abb. 4.11.1c) beziehungsweise 27° (Abb. 4.11.1d) verringert sich die Anordnung senkrecht zur Projektion des einfallenden Ionenstrahls immer weiter. Zudem wird die Verteilung der charakteristischen Länge größer. In der FFT werden die beiden bei 20° auftretenden Peaks immer breiter, sowohl von der Winkelverteilung als auch in der Peakbreite. Dabei ist zu beachten, dass die FFT auch die Formanisotropie der Strukturen berücksichtigt. Bei einem Ioneneinfallswinkel von 30° ist keine Nahordnung mehr vorhanden. Die Größenverteilung der Strukturen ist sehr inhomogen. Zudem ist eine größere Rauigkeit der Oberfläche vorhanden, die wieder eine Vorzugsrichtung senkrecht zum Ionenstrahl besitzt. Diese wird für eine Fluenz von $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/cm² (Abb. 4.11.2) deutlicher sichtbar. Für diese Fluenz weist die Oberfläche eine zweite Mode auf. Da sie erst für hohe Fluenzen auftritt, wird sie durch die nichtlinearen Terme der Kuramoto-Sivashinsky-Gleichung (Abschnitt 2.3.3) verursacht. Die kleinere Mode ist schon im linearen Bereich (also im Bradley-Harper-Bereich) vorhanden. Diese langreichweitige Oberflächenmodulation der zweiten Mode führt zu einer lokalen Variation des Ioneneinfallswinkels. Daher entsprechen die Strukturen auf der Seite des einfallenden Ionenstrahls²⁹ den für kleinere Winkel beobachteten, während die auf der abfallenden Seite den für größere Winkel auftretenden Strukturen entsprechen. Hierbei reicht eine lokale Veränderung des Einfallswinkels um 3° aus, um andere Strukturen zu erhalten, wie ein Vergleich mit den REM-Aufnahmen bei einem Ioneneinfallswinkel von 27° und 34° deutlich macht. Dabei sind die Strukturen auf der abfallenden Seite parallel zum Ionenstrahl geordnet. Ein Vergleich dieser Strukturen mit den bei 34° und bei einer Fluenz von $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/cm² (Abb. 4.11.1b) entstandenen zeigt das gleiche Verhalten. Die Strukturen sind parallel zur Ioneneinfallsrichtung orientiert. Dies ist auch in der FFT zu erkennen, deren zwei Maxima im Vergleich zu denen bei 20° um 90° rotiert sind. Die Rotation der Strukturen ist auch in der Bradley-Harper-Theorie (Abschnitt 2.3.2) enthalten und tritt bei einem Wechsel des Minimums von ν_x zu ν_y auf. Bei einer weiteren Erhöhung des Ioneneinfallswinkels sinkt die Amplitude des Musters, bis sie komplett verschwindet. So ist ab einem Winkel von 45° keine strukturierte Oberfläche mehr vorhanden, was sich auch für größer werdende Winkel nicht mehr ändert. Auch bei 85° sind keine Rippel parallel zum Ionenstrahl vorhanden. Stattdessen bleibt die Oberfläche bei Fluenzen bis $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/cm² glatt. Außer bei 30° (was auch gezeigt wurde) bewirkt eine Erhöhung der Fluenz auf $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/cm² keine Veränderung der Oberflächenstruktur. Nur bei senkrechtem Ioneneinfall steigt die Ordnung an.

Um die Asymmetrie der Oberflächen zu betrachten, sind TEM-Aufnahmen dieser Strukturen in Abb. 4.11.3 dargestellt. Für jeden Winkel gibt es zwei TEM-Aufnahmen einer Bildbreite von 235 nm, wobei in der oberen ein Pfeil eingezeichnet ist. Dieser zeigt die Projektion des Ionenstrahls auf die Bildebene. Die jeweils darunter befindliche TEM-Aufnahme zeigt die Richtung senkrecht dazu. Da es bei einem Ioneneinfallswinkel von 0° keine Asymmetrie bezüglich des Ionenstrahls gibt, sind beide Aufnahmen identisch. In Abb. 4.11.3a und Abb. 4.11.3b sind die hexagonal geordneten Lochstrukturen dargestellt. Die Oberfläche folgt dabei dem kristallinen Substrat, wobei der hellgraue Bereich die amorphe Schicht ist. Bei einem Einfallswinkel von 20° (Abb. 4.11.3b) ist noch keine deutliche Veränderung der Form vorhanden. Aufgrund des schrägen Ioneneinfalls ist eine Verschiebung zwischen dem kristallinen Substrat und der Oberfläche vorhanden, welche mit größer werdendem Winkel weiter zunimmt. In der Richtung senkrecht dazu (Abb. 4.11.3e) sind die Lochstrukturen nicht mehr zu erkennen. Die Ursache dafür ist die

²⁹ Dabei handelt es sich um die ansteigende Flanke der Rippel.

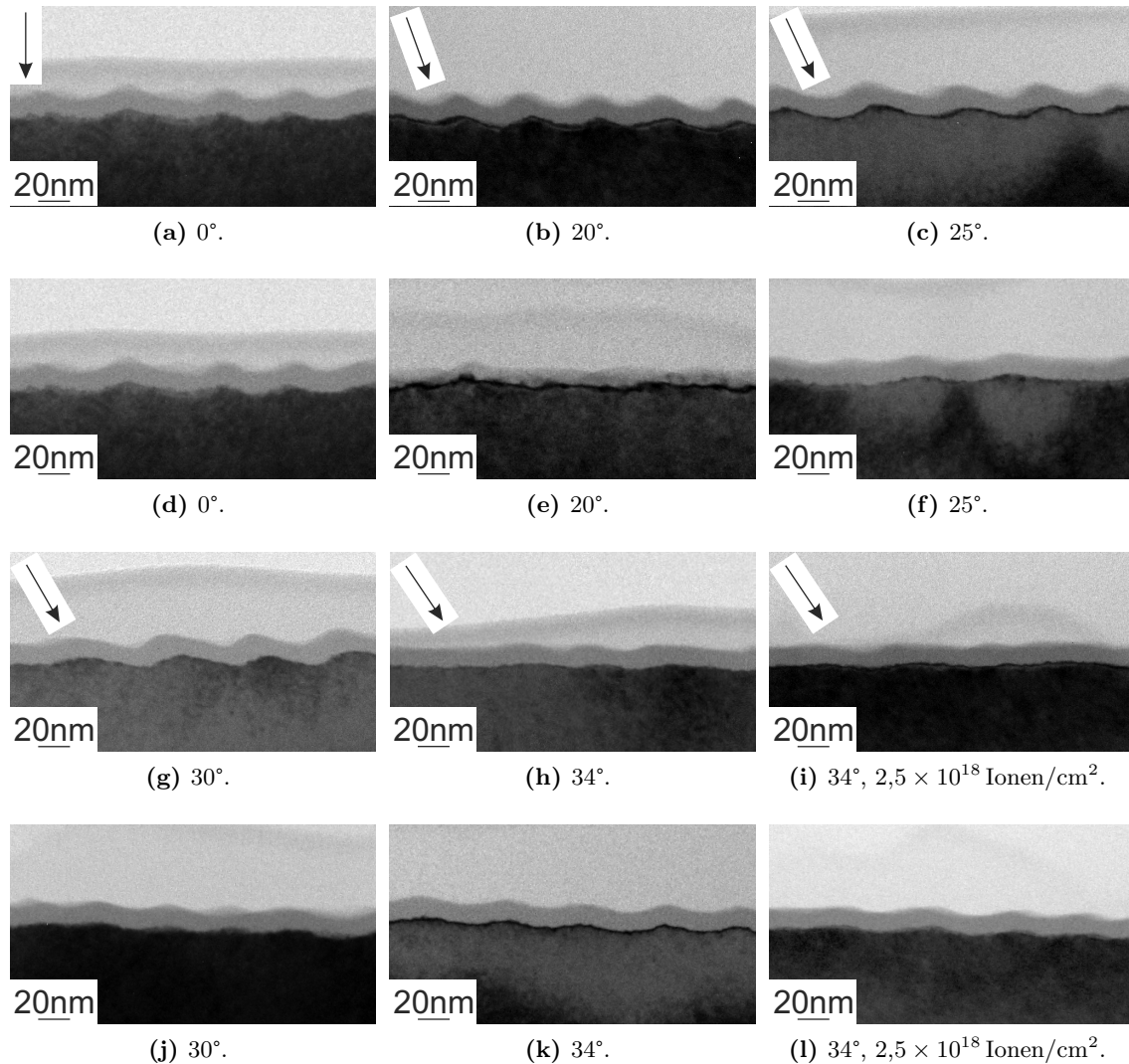


Abb. 4.11.3: TEM-Aufnahmen nach der Bestrahlung von Ge mit Ga^+ -Ionen unter verschiedenen Winkeln mit 5 keV. Die Fluenz beträgt $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 , außer für (i) und (l) wo sie $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 ist. Der mittlere Fluss des FIBs beträgt $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/($\text{cm}^2 \text{ s}$). Der Pfeil gibt die Projektion des Ionenstrahls auf die Bildebene an. Wenn kein Pfeil eingezeichnet ist handelt es sich um die Richtung senkrecht dazu. Diese ist jeweils in der unteren Zeile dargestellt.

Anordnung in Reihen senkrecht zur Projektion des Ionenstrahls (vergleiche Abb. 4.11.1b). Da keine Unterstruktur vorhanden ist, handelt es sich also nicht um die Lochstrukturen, da parallel zu einer solchen Reihe keine Unterbrechung dieser existiert und demzufolge alle „Lochstrukturen“ miteinander verbunden sind. Bei einem Ioneneinfallswinkel von 25° ist eine Asymmetrie der Strukturen bezüglich des Ionenstrahl vorhanden (Abb. 4.11.3c). Die linke (abfallende) Seite der Lochstrukturen ist jeweils länger als die rechte (ansteigende). In der Richtung senkrecht dazu (Abb. 4.11.3f) sind wieder Strukturen zu erkennen, was auf die geringere Ordnung hinweist. Mit weiter steigendem Ioneneinfallswinkel auf 30° nimmt die Asymmetrie der Strukturen weiter zu (Abb. 4.11.3g), das heißt, die abfallende linke Seite wird immer länger. In der Richtung senk-

recht dazu (Abb. 4.11.3j) ist die Amplitude der Oberflächenmodulation deutlich kleiner. Die TEM-Aufnahme der bei 34° entstandenen und parallel zum Ionenstrahl geordneten Strukturen zeigt eine Modulation der Oberfläche senkrecht zur Projektion des Ionenstrahls auf die Bildebene (Abb. 4.11.3k), wohingegen in Richtung des Ionenstrahls kaum eine Modulation vorhanden ist (Abb. 4.11.3h). Dies ändert sich auch nicht, wenn die Fluenz auf $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/cm² erhöht wird, ebenso wie sich die Amplitude in der senkrecht dazu befindlichen Richtung nicht ändert (Abb. 4.11.3i und Abb. 4.11.3l).

Als Vergleich wird jetzt die Winkelabhängigkeit bei einer Ionenenergie von 6 keV betrachtet. Die REM-Aufnahmen der so erhaltenen Strukturen sind in Abb. 4.11.4 dargestellt. Die Bildbreite beträgt wieder 2 μm , der Bildbereich der FFT ist $\pm 63,5 \mu\text{m}^{-1}$ und die verwendete Fluenz $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/cm². Bei senkrechtem Ioneneinfall (Abb. 4.11.4a) bilden sich ebenso wie bei 5 keV hexagonal geordnete Lochstrukturen, weswegen die FFT einen Ring zeigt. Im Gegensatz zu 5 keV findet mit steigendem Winkel keine Anordnung der Lochstrukturen senkrecht zur Projektion des Ionenstrahls auf die Oberfläche statt. Diese ist durch den Pfeil in der oberen rechten Bildecke gezeigt. Auch eine Erhöhung der Fluenz auf $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/cm² bewirkt keine Anordnung für den Winkelbereich von 10° bis 25° . Die nach einer Bestrahlung unter 25° erhaltenen Strukturen sind in Abb. 4.11.4b dargestellt. Die Größenverteilung der Strukturen ist sehr inhomogen und entspricht eher den etwas größeren Winkeln bei 5 keV. Die inhomogene Größenverteilung sowie die nicht vorhandene Vorzugsrichtung lässt sich dabei in der FFT erkennen. Bei der Asymmetrie dieser FFT handelt es sich um einen Effekt, der auf der Form der Strukturen basiert und nicht auf ihrer Anordnung. Eine Erhöhung des Einfallswinkels auf 34° (Abb. 4.11.4c) führt zu weiteren Vergrößerungen der Größenverteilung. Dabei sind die entstehenden Strukturen parallel zur Projektion des Ionenstrahls auf die Oberfläche lang gezogen, was auf die beginnende Entwicklung der zweiten Mode und damit des lokal variierenden Ioneneinfallswinkels zurückzuführen ist. Dies wird in der später diskutierten TEM-Aufnahme in Abb. 4.11.6c noch deutlicher. Eine Erhöhung der Fluenz auf $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/cm² bewirkt keine Veränderung der Struktur, das heißt, auch die Rauigkeit des Untergrunds steigt nicht an. Bei einem Anstieg des Ioneneinfallswinkels auf 40° steigt die Anisotropie weiter an. So sind in der FFT zwei schwach ausgebildete Peaks links und rechts vorhanden. Weiterhin weist die Oberfläche eine schon bei 5 keV und 30° auftretende zweite Mode mit einer Vorzugsrichtung senkrecht zum Ionenstrahl auf. Eine Erhöhung der Fluenz auf $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/cm² (Abb. 4.11.5) zeigt diese noch deutlicher. In der REM-Aufnahme (Abb. 4.11.5a) sind zwei senkrecht zueinander liegende Strukturen vorhanden. Die kleinen sind parallel zur Projektion des Ionenstrahls auf die Oberfläche orientiert und die großen senkrecht dazu. Die Strukturen parallel zur Projektion des Ionenstrahls sind aufgrund des lokal variierenden Einfallswinkels sehr unterschiedlich. Die dem Ionenstrahl zugewandte Seite hat die bei kleineren Winkeln ausgeprägten Strukturen, während die dem Ionenstrahl abgewandte Seite eine deutlich geringere Oberflächenmodulation aufweist. Zudem sind dort die Strukturen parallel zum Ionenstrahl orientiert, was auch für größere Einfallswinkel auftritt. Die FFT dieses Bildbereichs (Inset in Abb. 4.11.5a, Bildbereich beträgt $\pm 63,5 \mu\text{m}^{-1}$) zeigt die große Wellenlänge nicht so deutlich. Daher wird eine FFT eines größeren Bildausschnitts vorgenommen. Diese ist in Abb. 4.11.5b dargestellt, wobei der hier gezeigte Bereich $\pm 7,275 \mu\text{m}^{-1}$ beträgt. Die beiden Peaks sind deutlich ausgeprägt, wobei diese große Wellenlänge etwa 410 nm ist. Die Bildung einer zweiten Mode senkrecht zu der ersten auftretenden Struktur ist auch von Keller *et al.* für hohe Fluenzen auf Silizium beobachtet worden, wobei auch dort die zweite Mode deutlich größer als die erste ist [164]. Die kleinen Strukturen liegen hier parallel zum Ionenstrahl und die große Mode senkrecht dazu. Zudem ist die zweite Mode

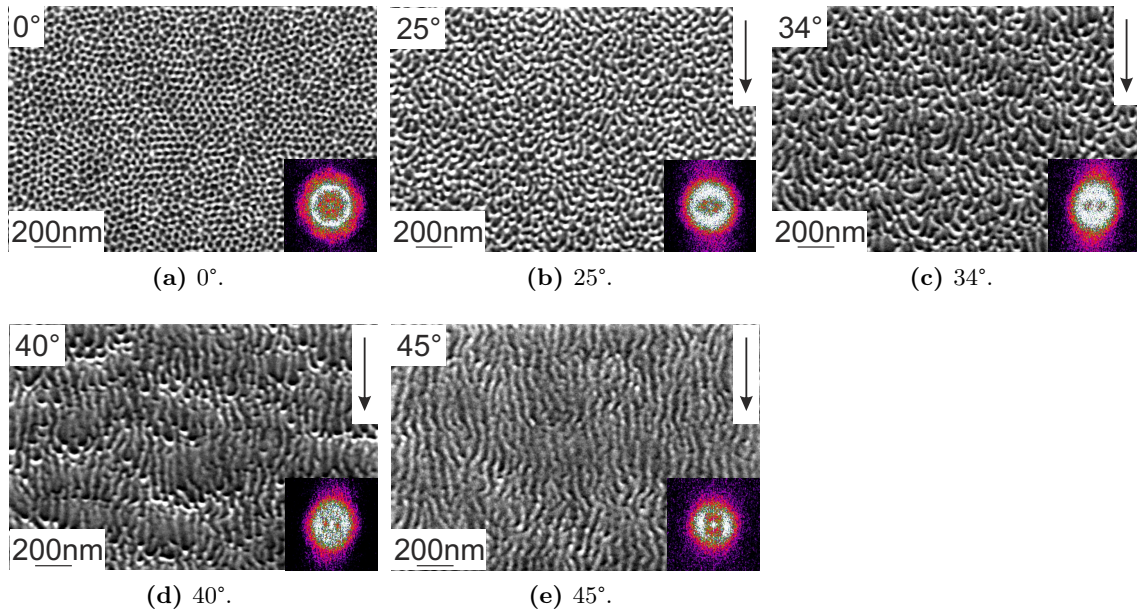


Abb. 4.11.4: REM-Aufnahmen nach der Bestrahlung von Ge mit Ga⁺-Ionen unter verschiedenen Winkeln mit 6 keV, einer Fluenz von $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/cm² und einem mittleren Fluss des FIBs von $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/(cm² s). Der Pfeil gibt die Projektion des Ionenstrahls auf die Oberfläche an. Die FFT in der jeweils unteren rechten Ecke reicht bis $\pm 63,5 \mu\text{m}^{-1}$.

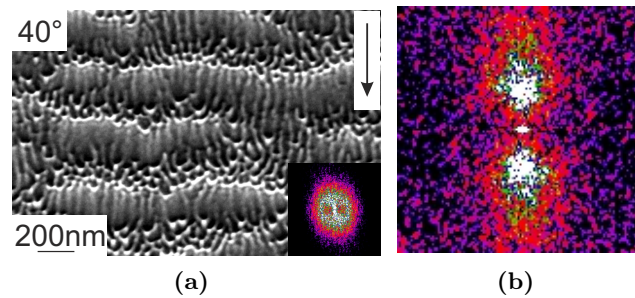


Abb. 4.11.5: REM-Aufnahme und FFT nach der Bestrahlung von Ge mit Ga⁺-Ionen unter 40° mit 6 keV, einer Fluenz von $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/cm² und einem mittleren Fluss des FIBs von $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/(cm² s). Der Pfeil gibt die Projektion des Ionenstrahls auf die Oberfläche an. Die FFT in der unteren rechten Ecke von (a) reicht bis $\pm 63,5 \mu\text{m}^{-1}$. In (b) ist die FFT eines größeren Bildausschnitts der in (a) gezeigten Struktur dargestellt, wobei der gezeigte Bereich $\pm 7,275 \mu\text{m}^{-1}$ beträgt.

hier deutlich ausgeprägter und die dominierende Struktur. Da die zweite Mode erst für hohe Fluenzen auftritt, wird sie durch die nichtlinearen Terme der Kuramoto-Sivashinsky-Gleichung (Abschnitt 2.3.3) hervorgerufen. Für kleine Zeiten und somit geringe Fluenzen sind die linearen Terme dominant und diese Gleichung verhält sich wie die Bradley-Harper-Gleichung. Das Verhältnis der Koeffizienten der nichtlinearen Terme ist dabei proportional zur Zeit, ab der die nichtlinearen Terme dominieren.³⁰ Bei einer weiteren Erhöhung des Ioneneinfallswinkels auf 45°

³⁰ vergleiche dazu Gleichung 2.3.11 im Abschnitt 2.3.3

(Abb. 4.11.4e) tritt eine Reduktion der Oberflächenrauigkeit auf. Genau wie bei 5 keV sind die Strukturen parallel zur Ioneneinfallrichtung orientiert, nur dass hier diese Oberflächenstruktur erst bei einem um 10° größeren Winkel auftritt. Diese Orientierung ist auch in der FFT an den zwei Peaks zu erkennen. Eine Erhöhung der Fluenz auf $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/cm² führt zu einer minimalen Erhöhung der Rauigkeit. Mit weiter steigendem Winkel verringert sich die Amplitude der Oberflächenmodulation. Im Bereich des Ioneneinfallswinkels von 55° bis 85° ist keine Struktur auf der Oberfläche vorhanden, sondern diese ist glatt.

Zur Betrachtung des Querschnitts sind in Abb. 4.11.6 die TEM-Aufnahmen dieser Strukturen dargestellt. Dabei beträgt die Fluenz jeweils $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/cm², außer für 40° , wo zusätzlich noch eine Fluenz von $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/cm² gezeigt ist. Der Pfeil gibt die Projektion des Ionenstrahls auf die Bildebene an. Dabei zeigt die linke Spalte eine niedrigere Vergrößerung als die anderen beiden, um bei den großen Strukturen eine Übersicht zu erhalten. Wenn kein Pfeil eingezeichnet ist, handelt es sich um die Richtung senkrecht dazu. Diese ist jeweils in der rechten Spalte dargestellt. Für einen Ioneneinfallswinkel von 0° gibt es keine Asymmetrie bezüglich des Ionenstrahls. Daher sind beide TEM-Aufnahmen identisch (Abb. 4.11.6a und Abb. 4.11.6b). Hierbei handelt es sich um die Querschnitte der hexagonal geordneten Lochstrukturen. Bei einem Winkel von 34° sind in der REM-Aufnahme die ersten lang gezogenen Strukturen vorhanden, wobei die Probe sehr inhomogen ist. In der TEM-Aufnahme ist bei der niedrigsten Vergrößerung (Abb. 4.11.6c) bereits eine starke Asymmetrie bezüglich des Ionenstrahls zu erkennen. Dabei handelt es sich um die sich entwickelnde zweite Mode senkrecht zum Ionenstrahl. Diese weist noch eine sehr inhomogene Größenverteilung auf. Die etwas höhere Vergrößerung zeigt genau eine dieser Erhebungen (Abb. 4.11.6d). Hier wird auch der deutliche Unterschied des lokalen Einfallswinkels des Ionenstrahls deutlich, was zu den unregelmäßigen Strukturen führt. In der senkrecht dazu befindlichen Richtung (Abb. 4.11.6e) haben die Strukturen eine sehr inhomogene Größenverteilung. Ansonsten gibt es keine Veränderung bezüglich der bei 0° entstandenen Lochstrukturen. Bei einem Ioneneinfallswinkel von 40° ist bereits für eine Fluenz von $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/cm² die zweite Mode deutlich ausgeprägter (Abb. 4.11.6f). Sie besitzt eine höhere Wellenlänge und eine Höhe von maximal 19 nm. Dabei ist die ansteigende Flanke im Vergleich zu 34° runder. In dieser Richtung sind nur noch an dieser Flanke Strukturen vorhanden (Abb. 4.11.6g), ansonsten ist die Oberfläche in dieser Richtung flach. In der Richtung senkrecht zu dieser (Abb. 4.11.6h) nehmen die Amplitude und die Regelmäßigkeit der Strukturen weiter ab, was aber ortsabhängig ist.³¹ Bei einer Erhöhung der Fluenz auf $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/cm² steigt die Höhe der zweiten Mode auf etwa 25 nm an (Abb. 4.11.6i). Weiterhin steigt die Regelmäßigkeit dieser Strukturen an und die ansteigende Flanke wird runder (Abb. 4.11.6j). In der Richtung senkrecht dazu ist keine Änderung im Vergleich zu $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/cm² vorhanden; die Strukturen sind weiterhin sehr unregelmäßig (Abb. 4.11.6k). Bei einem Winkel von 45° ist nur die Richtung senkrecht zur Projektion des Ionenstrahls auf die Oberfläche der REM-Aufnahme dargestellt, da die Strukturen parallel zum Ionenstrahl orientiert sind (vergleiche dazu die REM-Aufnahme Abb. 4.11.4e). Dabei besitzen diese Strukturen eine niedrige Amplitude von etwa 4 nm, sind aber sehr regelmäßig (Abb. 4.11.6l).

In Abb. 4.11.7 sind zwei TEM-Aufnahmen von verschiedenen Stellen nach einer Bestrahlung unter 40° mit einer Fluenz von $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/cm² gezeigt. Dabei ist Abb. 4.11.7a die in Abb. 4.11.6k gezeigte Aufnahme, während Abb. 4.11.7b eine andere Stelle, aber die gleiche Richtung zeigt. Die TEM-Aufnahmen unterscheiden sich sowohl in der Regelmäßigkeit als auch in der Amplitude der Strukturen. Ein Vergleich mit den bei 45° in dieser Richtung entstandenen

³¹ Dies wird in Abb. 4.11.7 für eine höhere Fluenz gezeigt.

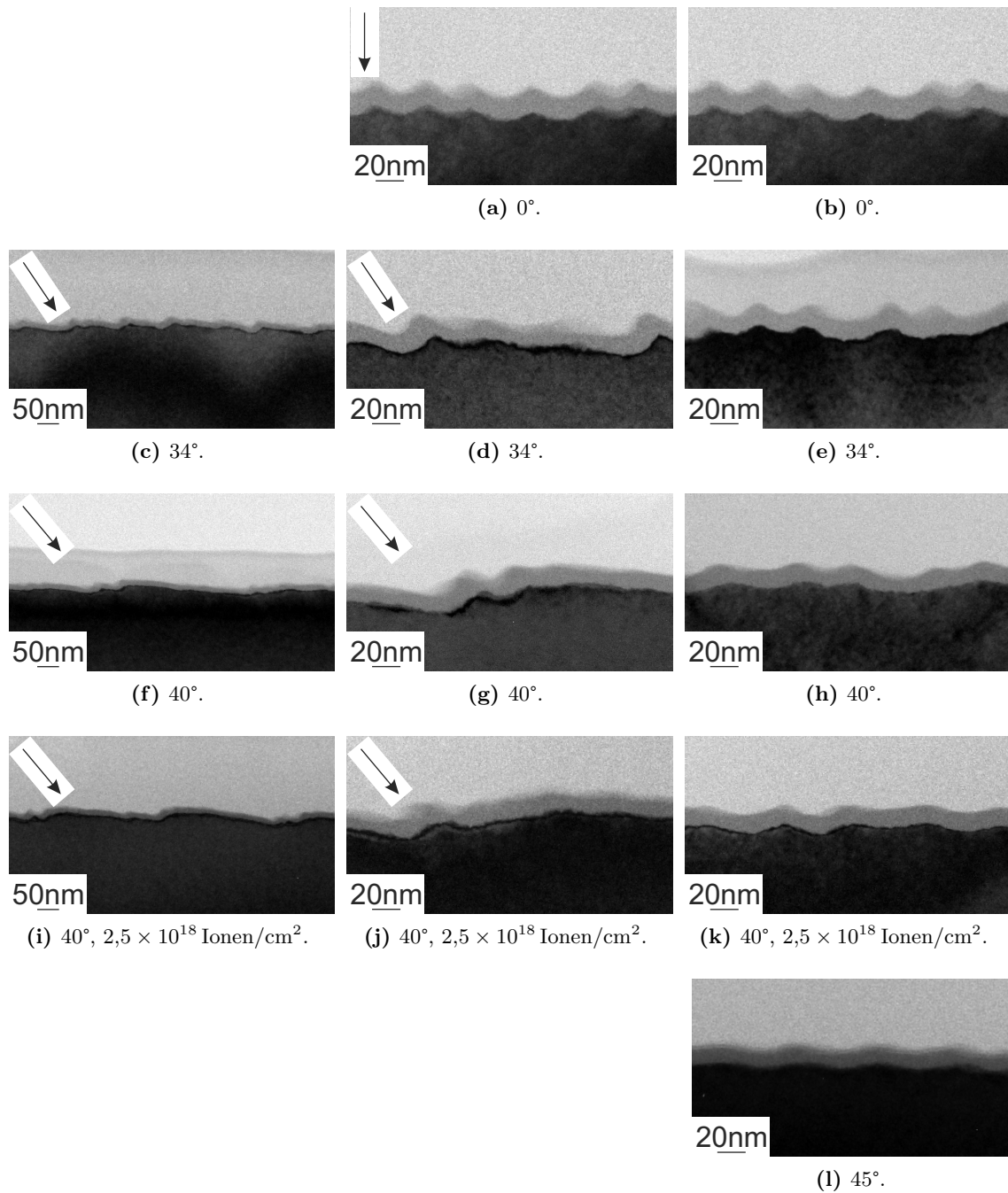


Abb. 4.11.6: TEM-Aufnahmen nach der Bestrahlung von Ge mit Ga^+ -Ionen unter verschiedenen Winkeln mit 6 keV. Die Fluenz beträgt $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/cm², außer für (i) bis (k), wo sie $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/cm² ist. Der mittlere Fluss des FIBs beträgt $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/(cm² s). Der Pfeil gibt die Projektion des Ionenstrahls auf die Bildebene an. Wenn kein Pfeil eingezeichnet ist, handelt es sich um die Richtung senkrecht dazu. Diese ist jeweils in der rechten Spalte dargestellt.

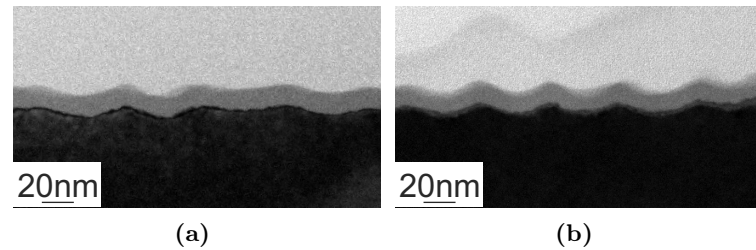


Abb. 4.11.7: TEM-Aufnahme nach der Bestrahlung von Ge mit Ga^+ -Ionen unter 40° mit 6 keV, einer Fluenz von $2,5 \times 10^{18}$ Ionen/ cm^2 und einem mittleren Fluss des FIBs von $5,7 \times 10^{14}$ Ionen/ $(\text{cm}^2 \text{s})$. Dabei ist (a) die in Abb. 4.11.6k gezeigte Aufnahme, während (b) eine andere Stelle aber die gleiche Richtung zeigt.

Strukturen macht deutlich, dass es sich bei Abb. 4.11.7b um einen Querschnitt durch die abfallende Flanke der zweiten Mode handelt. Die Strukturen besitzen eine etwas höhere Amplitude, aber die gleiche Regelmäßigkeit. Bei Abb. 4.11.7a handelt es sich um einen Querschnitt durch die andere Flanke, an der die Strukturen sehr inhomogen sind. Dies spiegelt sich auch in dieser TEM-Aufnahme wider, die unregelmäßige Strukturen abbildet.

Für die Ionenenergie von 6 keV sind im Vergleich zu 5 keV die entstehenden Strukturen zu größeren Winkeln verschoben. So sind die parallel zum Ionenstrahl orientierten Strukturen bei 45° statt 34° . Die zweite Mode ist bei 40° statt 30° am deutlichsten ausgeprägt. Diese Verschiebung zu größeren Winkeln resultiert aus der unterschiedlichen Eindringtiefe der Ga^+ -Ionen in das Substrat. Um die gleiche Eindringtiefe senkrecht zur Oberfläche zu erreichen, werden für die höhere Energie größere Winkel benötigt. Die Eindringtiefe in das Substrat bestimmt aber die Oberflächenstruktur, da durch die Eindringtiefe der Ionen die Tiefe der erzeugten Vakanzen festgelegt wird. So werden bei 0° größere Aspektverhältnisse für höhere Ionenenergien erreicht, da sich die Vakanzen über größere Tiefen verbinden. Wenn die Vakanzen zu nahe an der Oberfläche erzeugt werden, entstehen keine Oberflächenstrukturen, da die Vakanzen mit einer höheren Wahrscheinlichkeit innerhalb ihrer Lebensdauer die Oberfläche erreichen. Der Winkel, bis zu dem Strukturen entstehen, verschiebt sich daher mit größeren Energie zu steigenden Winkeln. So ist bei 3 keV keine Strukturbildung für senkrechten Ioneneinfall vorhanden, bei 4 keV bilden sich ab einem Winkel von 24° keine Strukturen, bei 5 keV ab 45° und bei 6 keV ab 55° . Ausgehend von der Dicke der amorphen Schicht bei einer Bestrahlung unter senkrechtem Ioneneinfall beträgt die projizierte Eindringtiefe für diese Winkel $(9,4 \pm 0,9)$ nm. Bei einer noch kleineren projizierten Eindringtiefe bilden sich keine Strukturen, was auch mit der Dicke der amorphen Schicht für die Bestrahlung mit 3 keV übereinstimmt. Dort beträgt die Dicke der amorphen Schicht für senkrechten Ioneneinfall $(7,9 \pm 0,2)$ nm und es bilden sich keine Strukturen, sondern die Oberfläche wird geglättet. Eine weitere Erhöhung der Ionenenergie sollte es ermöglichen, Strukturen unter einem noch größeren Ioneneinfallswinkel zu erhalten, da dann die Vakanzen immer noch in einer ausreichenden Tiefe erzeugt werden.

Da keine Neigung der Lochstrukturen auf Germanium in Richtung des einfallenden Ionenstrahls auftritt, ist die Neigung der Punktstrukturen auf Galliumantimonid durch materialspezifische Parameter des Galliumantimonids gegeben. Im Gegensatz zu Gallium und Germanium weisen Gallium und Antimon sehr unterschiedliche Massen und Sputterausbeuten auf. Daher verändert sich die Zusammensetzung der oberflächennahen Schicht erheblich. Eine lokale Variation der Zu-

sammensetzung kann daher zu einer starken Abschattung des darunter befindlichen Bereiches führen. Dies bewirkt eine Neigung der Punktstrukturen für schrägen Ioneneinfall. Da Gallium und Antimon sehr unterschiedliche Eigenschaften besitzen, können hohe Aspektverhältnisse erreicht werden.

Wenn Germanium mit Ga^+ -Ionen bestrahlt wird, befinden sich zwei Materialien mit ähnlichen Eigenschaften bezüglich Masse und Sputterausbeute im Substrat. Daher sind die Aspektverhältnisse geringer.³² Bei einer Bestrahlung von Germanium mit Ge^+ -Ionen sind die Aspektverhältnisse der Strukturen noch geringer, da dann keine unterschiedlichen Eigenschaften mehr vorhanden sind. Hohe Ordnungen und hohe Aspektverhältnisse sollten demnach für Festkörper aus mehreren Komponenten eher erreicht werden. Die Kontinuumsgleichungen beschreiben die Oberflächenstruktur dann, wenn keine signifikanten Unterschiede der Eigenschaften der beteiligten Materialien vorhanden sind.

³² Bei all diesen Überlegungen sind chemische Reaktionen der im Festkörper befindlichen Komponenten ausgeschlossen worden, da sie weder bei der Bestrahlung von Germanium noch bei der Bestrahlung von Galliumantimonid beobachtet worden sind.

5 Beschichtung der Lochstrukturen auf Germanium mit Silber

Wie in Abschnitt 4 beschrieben, bilden sich bei einer Bestrahlung der Germaniumoberfläche mit Ga^+ -Ionen Lochstrukturen. Diese werden im folgenden Abschnitt mit Silber bedampft. Dabei soll untersucht werden, ob die charakteristische Länge sowie die erhöhte Rauigkeit das Wachstum des Silbers sowie das Verhalten bei einem anschließenden Tempern modifizieren. Wenn ein unterschiedliches Verhalten auftritt, kann die Struktur des aufgedampften Films gezielt durch die Wahl des Substrats verändert werden.

Das Wachstum von Schichten eines Materials A auf ein Material B wird durch die freie Oberflächenenergie des deponierten Materials γ_A , die freie Oberflächenenergie des Substrats γ_B und die Grenzflächenenergie γ^* bestimmt [203]. Wenn die Beziehung

$$\gamma_A + \gamma^* < \gamma_B \quad (5.0.1)$$

erfüllt ist, findet ein schichtweises Wachstum statt.¹ Das heißt, eine Atomlage wird komplett geschlossen, bevor die nächste begonnen wird. Dabei handelt es sich im thermodynamischen Gleichgewicht um das Frank-van-der-Merwe-Wachstum. Falls

$$\gamma_A + \gamma^* > \gamma_B \quad (5.0.2)$$

gilt, findet Inselwachstum statt. Dabei werden die Schichten nicht komplett geschlossen, sondern es bilden sich kleine Ansammlungen des deponierten Materials, aus denen anschließend Inseln entstehen (Volmer-Weber-Wachstum).² Die Grenzflächenenergie nimmt häufig mit zunehmender Schichtdicke des deponierten Materials zu [204], was zum Beispiel durch Stress im deponierten Material verursacht werden kann. Das kann dazu führen, dass für kleine Schichtdicken zunächst Gleichung 5.0.1 erfüllt ist und sich komplett geschlossene Atomlagen bilden. Aufgrund der ansteigenden Grenzflächenenergie ist für größere Dicken Gleichung 5.0.2 erfüllt und es bilden sich auf den geschlossenen Schichten Inseln.³ Dieser Wachstumsmodus ist das Stranski-Krastanov-Wachstum. Obwohl diese Wachstumsmoden nur bei einer Deposition im thermodynamischen Gleichgewicht definiert sind, zeigen sie, wie unterschiedlich Materialien aufwachsen können. Da das Wachstum nicht im Gleichgewicht stattfindet, sind zusätzliche kinetische Restriktionen vorhanden.

In Abb. 5.0.1 sind die verwendeten Substrate dargestellt. So werden eine unbehandelte Germaniumoberfläche (Abb. 5.0.1a) sowie auf Germanium entstandene Lochstrukturen (Abb. 5.0.1b) genutzt. Dabei werden die Lochstrukturen durch eine Bestrahlung der Germaniumoberfläche unter Verwendung eines breiten Ionenstrahls erzeugt. Die Energie der senkrecht auf die Oberfläche treffenden Ga^+ -Ionen beträgt 6 keV und die Fluenz 6×10^{17} Ionen/cm². Die Oberfläche weist, wie schon in Abschnitt 4 beschrieben, eine hexagonale Nahordnung der Lochstrukturen auf. Um

¹ „layer by layer growth“

² „island growth“

³ „layer plus island growth“

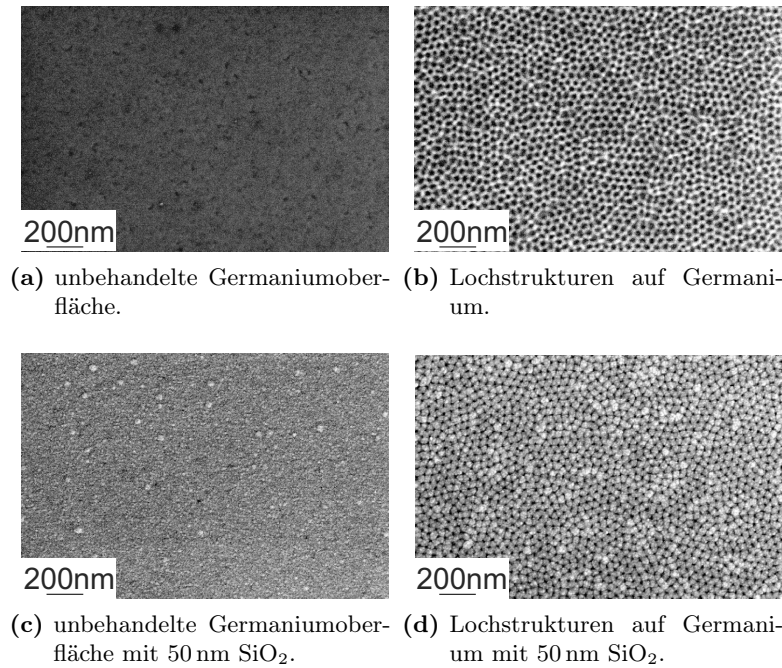


Abb. 5.0.1: Zur anschließenden Deposition von Silber verwendete Substrate. Dabei wird eine unbehandelte (a) und eine mit 50 nm SiO₂ (c) bedampfte Germaniumoberfläche genutzt. Zudem werden die unter senkrechter Ionenbestrahlung mittels breitem Ionenstrahl auf Germanium entstandenen Lochstrukturen ohne (b) und mit 50 nm SiO₂ (d) verwendet. Die Energie der Ga⁺-Ionen beträgt 6 keV und die Fluenz 6×10^{17} Ionen/cm².

ein Aufwachsen des Silbers als Cluster zu erreichen, werden diese Oberflächen bei Raumtemperatur unter einem Winkel von 0° zur Oberflächennormalen mittels Sputterdeposition mit 50 nm Siliziumoxid (SiO₂) bedampft und ebenfalls als Substrat verwendet. Dabei ist die unbehandelte, mit SiO₂ bedampfte Oberfläche in Abb. 5.0.1c dargestellt. Es ist eine geringe Rauigkeit der Oberfläche vorhanden, die auch schon das unbehandelte Substrat aufweist. Ein Aufbringen des Siliziumoxids auf die Lochstrukturen (Abb. 5.0.1d) verändert die Oberflächenmorphologie nicht. Die Oxidschicht folgt der ursprünglichen Form der Lochstrukturen.

Auf diese vier Substrate wird Silber bei Raumtemperatur mit einem Winkel von 0° zur Oberflächennormalen abgeschieden. Dabei erfolgt die Bedampfung gleichzeitig, um die gleiche Materialmenge auf der Oberfläche zu erhalten. Wenn es sich um eine geschlossene planare Silberschicht handeln würde, hätte sie eine Dicke von 9 nm. Die mit Silber bedampften Oberflächen sind in Abb. 5.0.2 dargestellt. Die obere Reihe zeigt die Rasterelektronenmikroskopie-Aufnahmen (REM-Aufnahmen); direkt darunter befindet sich die zugehörige Transmissionselektronenmikroskopie-Aufnahme (TEM-Aufnahme). Die erste Spalte zeigt das planare Substrat mit dem Siliziumoxid, die zweite Spalte die Lochstrukturen mit dem Siliziumoxid, die dritte Spalte das unbehandelte Substrat und die letzte Spalte die Lochstrukturen. Die beiden unteren Reihen zeigen die Oberfläche nach einem anschließenden Erhitzen (Tempern) auf 200 °C für 30 min bei einem Druck von 3×10^{-5} mbar. Dabei werden alle Proben gleichzeitig getempert. Neben den mit Silber bedampften Proben werden auch die Substrate ohne Silber getempert, um zu untersuchen, ob sich die Lochstrukturen oder die Form des SiO₂ verändert. Die in Abb. 5.0.1 gezeigten Substrate weisen keine Veränderung auf, so dass eine Veränderung der aufgetragenen

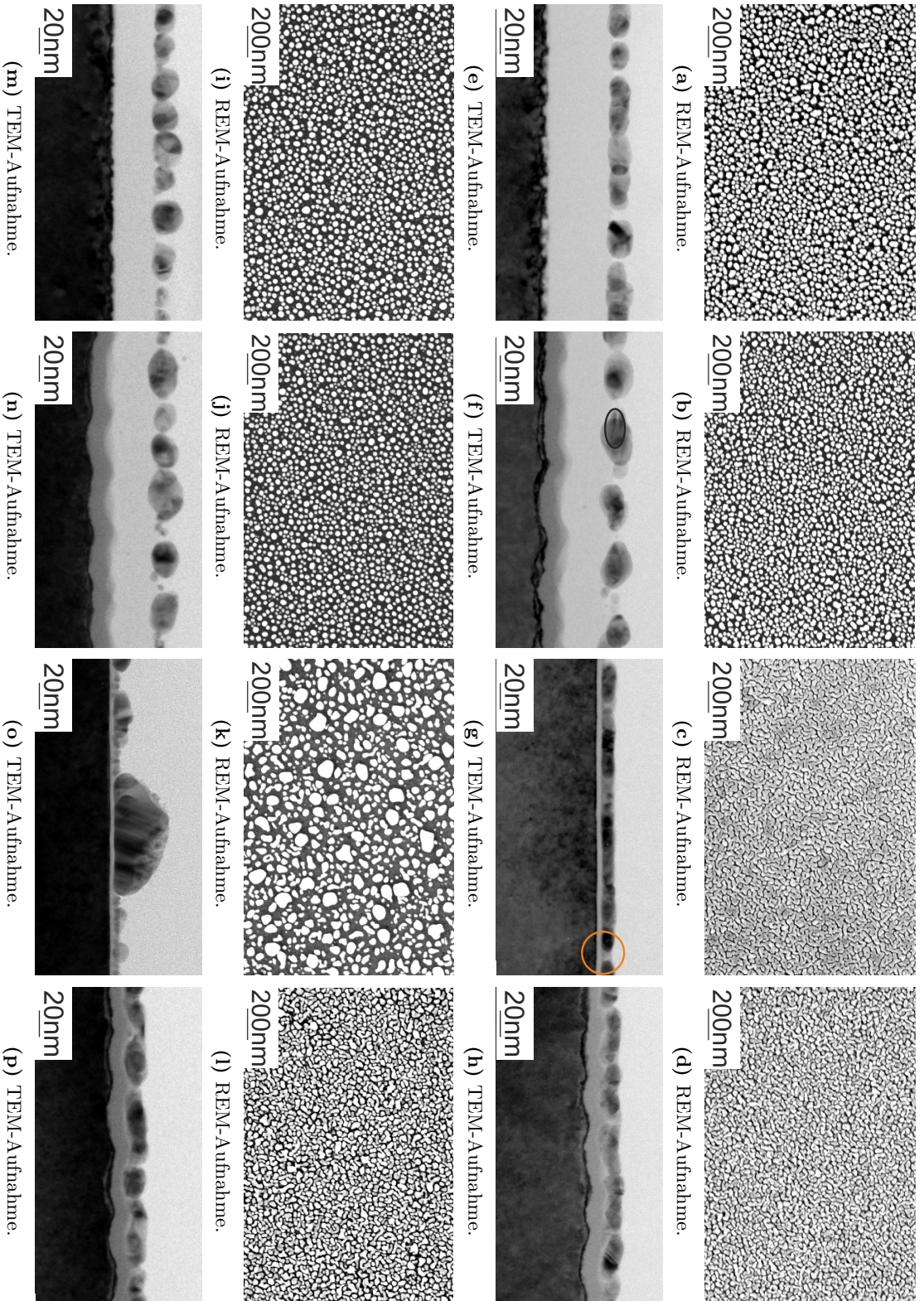


Abb. 5.0.2: REM- und TEM-Aufnahmen der mit 9 nm Silber bedampften Oberflächen aus Abb. 5.0.1. Die oberen beiden Zeilen zeigen die Oberfläche vor und die unteren beiden nach einem anschließenden Tempern bei 200 °C. Die Substrate sind: erste Spalte: unbehandelt (Abb. 5.0.1a), zweite: Lochstrukturen+SiO₂ (Abb. 5.0.1d), dritte: unbehandelt (Abb. 5.0.1a), vierte: Lochstrukturen (Abb. 5.0.1b).

Silberschicht nicht auf eine Veränderung des Substrats zurückgeführt werden kann. Das Erhitzen erfolgt langsamer als 8 K/min und das Abkühlen langsamer als 20 K/h in Stickstoffatmosphäre. Die TEM-Aufnahme befindet sich wieder direkt unter der REM-Aufnahme. Bei der etwas helleren 14 nm breiten Schicht auf der vorstrukturierten Oberfläche handelt sich um die durch Ionenbestrahlung amorphisierte Schicht. Aufgrund der höheren Dichte als die amorphe SiO₂-Schicht ist sie dunkler als diese.

Auf dem Siliziumoxid bilden sich Silber-Cluster, während sich auf dem Germanium eine fast geschlossene Schicht bildet. Die Ursache dafür sind die unterschiedlichen Oberflächenenergien und Grenzflächenenergien. Bei einem Vergleich der Cluster auf der planaren Oberfläche (Abb. 5.0.2a und Abb. 5.0.2e) mit denen auf der vorstrukturierten Oberfläche (Abb. 5.0.2b und Abb. 5.0.2f) ist kein deutlicher Unterschied vorhanden. Beide weisen vor dem Tempern verschieden große, elliptisch geformte Cluster auf, bei denen keine Nahordnung ersichtlich ist. Die elliptische Form wird auch in den TEM-Aufnahmen deutlich, wie in Abb. 5.0.2f zu erkennen ist. Die schwarze Ellipse hat genau die Form eines Clusters. Im Vergleich zu der TEM-Aufnahme des unbehandelten Substrats ohne Siliziumoxid (Abb. 5.0.2g) ist die kristalline Struktur der Germaniumoberfläche zerstört (Abb. 5.0.2e). Die Zerstörung der kristallinen Struktur der Oberfläche ist durch die Energie der auftreffenden Atome bei der Sputterdeposition von Siliziumoxid geschehen. Bei der vorstrukturierten Oberfläche ist dieser Bereich durch die Ionenbestrahlung schon amorphisiert, so dass dort keine Veränderung zu beobachten ist. Nach dem Tempern bei 200 °C werden die Cluster runder, was zu einem Absinken des Bedeckungsgrades führt, da die Höhe der Cluster zunimmt. Wenn das Silber auf die Oberfläche aufgedampft wird, diffundieren die Atome auf der Oberfläche, bis sie mit anderen zusammenstoßen und einen Cluster bilden. Dadurch wachsen die Cluster in lateraler Richtung und werden elliptisch. Ein anschließendes Tempern führt zu einer Minimierung der Silberoberfläche, wodurch die Cluster runder werden. Dabei ist die Anzahl der größeren Cluster auf der vorstrukturierten Oberfläche geringer. Die Auswertung bezüglich der Anzahl der Cluster sowie ihres Abstandes erfolgt im Anschluss.

Bei den Oberflächen ohne Siliziumoxid bildet sich eine nahezu geschlossene Schicht (Abb. 5.0.2c und Abb. 5.0.2d), welche aus einzelnen verschiedenen großen flachen Clustern besteht. Damit ist diese Schicht nicht komplett zusammenhängend. Aufgrund der Vorstrukturierung weist die auf den Lochstrukturen befindliche Silberschicht eine größere Rauigkeit und eine höhere Anzahl an Unterbrechungen auf, so dass die zusammenhängenden Bereiche kleiner sind. Auf der planaren Oberfläche (Abb. 5.0.2c) sind einige Unterbrechungen der Schicht zu erkennen. Eine davon ist in dem orangefarbenen Kreis in der TEM-Aufnahme dargestellt (Abb. 5.0.2g). Die Schicht ist polykristallin und hat eine gleichmäßige Dicke. Der helle Streifen unterhalb des Silbers ist das natürliche Germaniumoxid. Ein Vergleich mit der TEM-Aufnahme der vorstrukturierten Schicht zeigt, dass die Silberschicht der Oberfläche folgt und keine Anreicherung in den Tälern oder auf den Erhebungen vorhanden ist (Abb. 5.0.2h). Nach einem Tempern der Oberfläche unterscheiden sich diese beiden Oberflächen deutlich, wie in Abb. 5.0.2k und Abb. 5.0.2l zu erkennen ist. Auf der vorstrukturierten Oberfläche ist der Bedeckungsgrad kaum gesunken, obwohl jetzt deutlicher zu erkennen ist, dass die Oberfläche von sehr dicht liegenden Clustern bedeckt ist. Daher ist auch in der TEM-Aufnahme kein Unterschied zur nicht getemperten Oberfläche vorhanden, so hat zum Beispiel die Clusterhöhe nicht zugenommen (Abb. 5.0.2p). Diese dicht liegenden Cluster sind, im Gegensatz zu denen auf Siliziumoxid, nicht rund oder elliptisch, sondern haben eine beliebige Form. Auf der unstrukturierten Oberfläche hat sich die Silberschicht komplett verändert. Statt einer nahezu geschlossenen Schicht befinden sich jetzt große Cluster auf der Oberfläche. Diese sind zum Teil deutlich größer als die auf dem Siliziumoxid befindlichen Cluster. So steigt die Clusterhöhe bis auf 45 nm an, was in Abb. 5.0.2o gezeigt ist.

Tab. 5.0.1: Auswertung einiger in Abb. 5.0.1 und Abb. 5.0.2 gezeigter Strukturen. Hierbei werden der Abstand, die Dichte und die Ordnung der Strukturen vor und *nach* einem anschließenden Tempern bei 200 °C betrachtet. Bei der zweiten und dritten Spalte beziehen sich diese Größen auf die Lochstrukturen, für die letzten beiden Spalten auf die Silber-Cluster.

Materialsystem	Lochstrukturen	Lochstrukturen + 50 nm SiO ₂	Lochstrukturen + 50 nm SiO ₂ + 9 nm Ag	planares Substrat + 50 nm SiO ₂ + 9 nm Ag
Abstand ^a / nm	44,7 ± 4,8 45,0 ± 4,8	44,7 ± 5,1 45,2 ± 5,6	36,9 ± 11,2 40,4 ± 12,7	36,8 ± 9,5 39,4 ± 10,6
Dichte der Strukturen ^b / (10 ¹⁰ cm ⁻²)	5,22 ± 0,06 5,13 ± 0,14	5,29 ± 0,11 5,31 ± 0,20	7,70 ± 0,18 6,75 ± 0,18	6,65 ± 0,16 5,94 ± 0,15
Ordnung ^c $P(r_1^{\text{hex}} \pm 4,88 \text{ nm})$	4,04 4,02	3,69 3,73	2,62 2,63	2,41 2,30

^a Für die zweite und dritte Spalte ist dies der Abstand von der Mitte einer Lochstruktur zur Mitte der benachbarten Lochstruktur; für die letzten beiden Spalten der Abstand von der Mitte eines Clusters zur Mitte des benachbarten Clusters.

^b Für die zweite und dritte Spalte handelt es sich um die Lochdichte, für die letzten beiden Spalten um die Clusterdichte.

^c Für die zweite und dritte Spalte handelt es sich um die Ordnung der Lochstrukturen, für die letzten beiden Spalten um die Ordnung der Cluster.

Da die jeweils zusammenhängenden Bereiche einen Cluster gebildet haben, führen große zusammenhängende Bereiche zu größeren Clustern. Aufgrund der erhöhten Rauigkeit der vorstrukturierten Oberfläche sind die zusammenhängenden Bereiche dort kleiner und somit sind auch die nach dem Tempern entstandenen Cluster kleiner.

In Tabelle 5.0.1 ist die Veränderung der Strukturen vor und nach dem Tempern dargestellt, wobei die blauen Werte die nach dem Tempern bestimmten sind. Dabei werden die Lochstrukturen, die mit SiO₂ bedampften Lochstrukturen, sowie die Silbercluster auf dem Siliziumoxid betrachtet. Das Siliziumoxid befindet sich dabei auf der planaren unbehandelten Germaniumoberfläche sowie auf den Lochstrukturen. Die Auswertung des Abstands erfolgt mittels der Paarkorrelationsfunktion.⁴ Für die Proben ohne Silber beschreibt dieser Abstand die Distanz von der Mitte einer Lochstruktur zur Mitte der benachbarten Lochstruktur; bei den Oberflächen mit Silber ist es der Abstand von der Mitte eines Clusters zur Mitte des benachbarten Clusters. Der Abstand der Lochstrukturen beträgt (45 ± 5) nm, was mit der in Abschnitt 4.7 beschriebenen charakteristischen Länge übereinstimmt. Ein nachträgliches Tempern auf 200 °C bewirkt keine Veränderung des Abstandes, der Lochdichte⁵ oder der Ordnung der Lochstrukturen⁶, ebenso wie die SiO₂-Schicht keinen Einfluss auf die darunter befindlichen Lochstrukturen hat. Der Unterschied der Ordnung zwischen den mit SiO₂ bedampften Lochstrukturen und den Lochstrukturen ohne SiO₂ ist sowohl in der statistischen Natur des Sputterprozesses als auch in der Bestrahlung der Germaniumoberfläche mittels breiten Ionenstrahls begründet. Wie in Abschnitt 4.7 gezeigt, ist die Ordnung stark von der Anzahl und Dauer der Unterbrechungen der Bestrahlung abhängig. Daher ist die Ordnung der anschließend mit Siliziumoxid bedampf-

⁴ wie in Abschnitt 2.4 beschrieben

⁵ Anzahl der Lochstrukturen pro Fläche

⁶ siehe Abschnitt 2.4

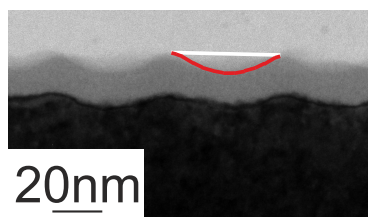


Abb. 5.0.3: Schematische Darstellung der unterschiedlichen Weglänge auf einem planaren und einem vorstrukturierten Substrat. Die weiße Linie zeigt eine planare Oberfläche, wobei die Länge 43,8 nm beträgt. Die rote Linie folgt der strukturierten Oberfläche und ist 47,2 nm lang.

ten Oberfläche geringer, verändert sich aber durch das Tempern nicht. Eine Veränderung der Cluster durch das Tempern ist demnach nicht durch das Substrat bedingt.

Ein Vergleich der Cluster auf dem planaren und dem vorstrukturierten Substrat zeigt, dass der Abstand von der Mitte eines Clusters zur Mitte des benachbarten Clusters nicht von der Strukturierung abhängt. Dieser Abstand sagt nichts über die Größe der Cluster aus und beträgt etwa 37 nm. Nach dem Tempern steigt dieser Abstand auf etwa 40 nm an, was an einem Absinken der Clusterdichte liegt. Wenn auf der gleichen Fläche weniger Cluster vorhanden sind, ist der mittlere Abstand der Cluster größer. Das Absinken der Clusteranzahl kann wie folgt erklärt werden: Der Dampfdruck eines Clusters hängt von seiner Größe ab. Je kleiner der Cluster ist, desto höher ist sein Dampfdruck. Das führt zu einem Wachstum der großen Cluster, da die Oberflächenenergie minimiert wird. Dadurch verschwinden die kleinen Cluster und die Anzahl sinkt (Ostwald-Reifung). Die Anzahl der Cluster sinkt durch das Tempern auf 88 % der ursprünglichen Anzahl auf der vorstrukturierten Oberfläche und auf 89 % für die planare Oberfläche. Damit hängt die Reduzierung der Anzahl nicht von der Vorstrukturierung, aber die absolute Anzahl durchaus von dieser ab. Die höhere Clusterzahl auf der vorstrukturierten Oberfläche wird im Anschluss in Zusammenhang mit Abb. 5.0.3 diskutiert. Ein Vergleich der Ordnung der Cluster zeigt, dass sie auf der vorstrukturierten Oberfläche besser geordnet sind. Dabei ist die Ordnung deutlich niedriger als die Ordnung der darunter befindlichen Lochstrukturen. Daher kann ausgeschlossen werden, dass die Differenz zwischen vorstrukturiertem und planarem Substrat eine Folge der Ordnung der darunter befindlichen Lochstrukturen ist. Nach dem Tempern verändert sich die Ordnung der Cluster auf dem vorstrukturierten Substrat nicht, während sie auf dem planaren Substrat absinkt. Dieses Absinken ist etwa dreimal so groß wie die größte Abweichung der nicht veränderten Oberflächen. Daraus kann geschlossen werden, dass die Ordnung der Cluster durch das Tempern sinkt, wenn sich diese nicht auf dem vorstrukturierten Substrat befinden. Die Clusterdichte beträgt auf dem planaren Substrat etwa 87 % der Clusterdichte auf der vorstrukturierten Oberfläche. Dieser Wert gilt sowohl vor als auch nach dem Tempern, da auf beiden Oberflächen die Anzahl prozentual gleich stark sinkt. Die Ursache dieser unterschiedlichen Anzahl wird anhand von Abb. 5.0.3 verdeutlicht. Die rote Linie folgt der amorphen Schicht der strukturierten Oberfläche, wohingegen die weiße Linie eine direkte Verbindung des Anfangs- und Endpunktes der roten Linie ist. Damit entspricht die Länge der weißen Linie dem Abstand dieser beiden Punkte auf einer planaren Oberfläche, welcher 43,8 nm beträgt. Aufgrund der Krümmung der Oberfläche durch die Strukturierung (und somit der erhöhten Rauigkeit) beträgt die Länge der roten Linie 47,2 nm. Die Anzahl der Cluster sollte direkt proportional zur auf der Oberfläche zurückzulegenden Strecke sein. Auf einer planaren Oberfläche ist eine durch die weiße Linie beschriebene Fläche $(43,8 \text{ nm})^2$. Die äquivalente durch die rote Linie beschriebene Oberfläche beträgt $(47,2 \text{ nm})^2$. Damit beträgt die planare Oberfläche 86 % der strukturierten Oberfläche.

Dies stimmt exakt mit der Anzahl der Cluster überein, welche auf der planaren Oberfläche 87 % der Anzahl der Cluster auf der strukturierten Oberfläche beträgt.

Die Verwendung einer vorstrukturierten Oberfläche ermöglicht demnach eine Erhöhung der Anzahl der Cluster. Zudem kann bei einer nahezu geschlossenen Schicht eine starke Veränderung der Oberflächenstruktur durch das Tempern verhindert werden. Somit kann das Verhalten eines nachträglich aufgetragenen Materials durch die Verwendung eines vorstrukturierten Substrats anstelle einer planaren Oberfläche gezielt modifiziert werden.

6 Beschichtung der Lochstrukturen auf Germanium mit Eisen

In diesem Kapitel wird der Einfluss eines vorstrukturierten Substrats auf die magnetischen Eigenschaften einer darauf abgeschiedenen Eischicht untersucht. Bei der Verwendung von Rippelein als Substrat ist in eine Richtung¹ eine sinusförmige Modulation der Oberfläche vorhanden, während die Richtung senkrecht dazu keine Modulation aufweist. Wenn auf diese Rippelein Kobalt, Eisen oder Permalloy² abgeschieden wird, ist durch die Form des Substrats und dadurch auch die der darauf abgeschiedenen Schicht eine uniaxiale magnetische Anisotropie vorhanden, wie sie von Liedke *et al.* [134, 136] beschrieben worden ist. Dabei hängen die magnetischen Eigenschaften von der Periodizität der Rippelein ab. Die hier verwendeten Lochstrukturen weisen nur eine hexagonale Nahordnung auf, sind aber langreichweitig isotrop. Daher wird keine starke durch die Nahordnung hervorgerufene Anisotropie bei der Beschichtung der Lochstrukturen mit Eisen erwartet. Die Oberfläche weist dennoch eine definierte Rauigkeit auf, so dass ein Einfluss dieser auf die magnetischen Eigenschaften vorhanden sein könnte, und in diesem Abschnitt untersucht wird. Zudem kann das Wachstum der Eischicht von der Struktur des darunter befindlichen Substrats abhängen. Daher wird in diesem Abschnitt zunächst der Einfluss der Lochstrukturen auf das Wachstum des Eisens betrachtet und anschließend die Veränderung der magnetischen Eigenschaften untersucht.

6.1 Strukturelle Eigenschaften der gewachsenen Eischichten

Wie in Kapitel 4 beschrieben, bilden sich bei der Bestrahlung von Germaniumoberflächen bei Raumtemperatur mit Ga^+ -Ionen unter senkrechtem Ioneneinfall Lochstrukturen. Dabei wird eine Ionenenergie von 6 keV und eine Fluenz von 6×10^{17} Ionen/cm² verwendet. Dies sind die gleichen Parameter, die auch zur Herstellung der mit Silber beschichteten Lochstrukturen in Kapitel 5 verwendet worden sind. Die so erhaltenen Lochstrukturen werden mit Eisen (Fe) beschichtet. Zum Vergleich werden dabei sowohl Lochstrukturen als auch planare Germaniumoberflächen als Substrat verwendet.

Die Beschichtung erfolgt bei Raumtemperatur mit einem Elektronenstrahlverdampfer in einer Vakuumkammer, wobei der Druck während des Bedampfens 6×10^{-8} mbar beträgt. Wenn es sich um eine geschlossene Eischicht handeln würde, hätte diese eine Dicke von 6 nm. Die Beschichtung erfolgt einmal unter einem Winkel von 0° und einmal unter einem Winkel von 85° zur Oberflächennormalen. Die Bedampfung der planaren und der vorstrukturierten Oberfläche erfolgt jeweils gleichzeitig. Um zu untersuchen, wie sich die Oberflächenmorphologie bei größeren Eisenmengen verhält, werden die Lochstrukturen bei 85° zudem mit 10 nm bedampft. Damit verbessert sich auch das Signal-zu-Rausch-Verhältnis der anschließend erfolgten magnetischen Messungen.

Die nach der Bedampfung erhaltenen Oberflächen sind in Abb. 6.1.1 dargestellt. Es ist jeweils

¹ meist parallel, selten senkrecht zur Richtung des einfallenden Ionenstrahls

² $\text{Ni}_{81}\text{Fe}_{19}$

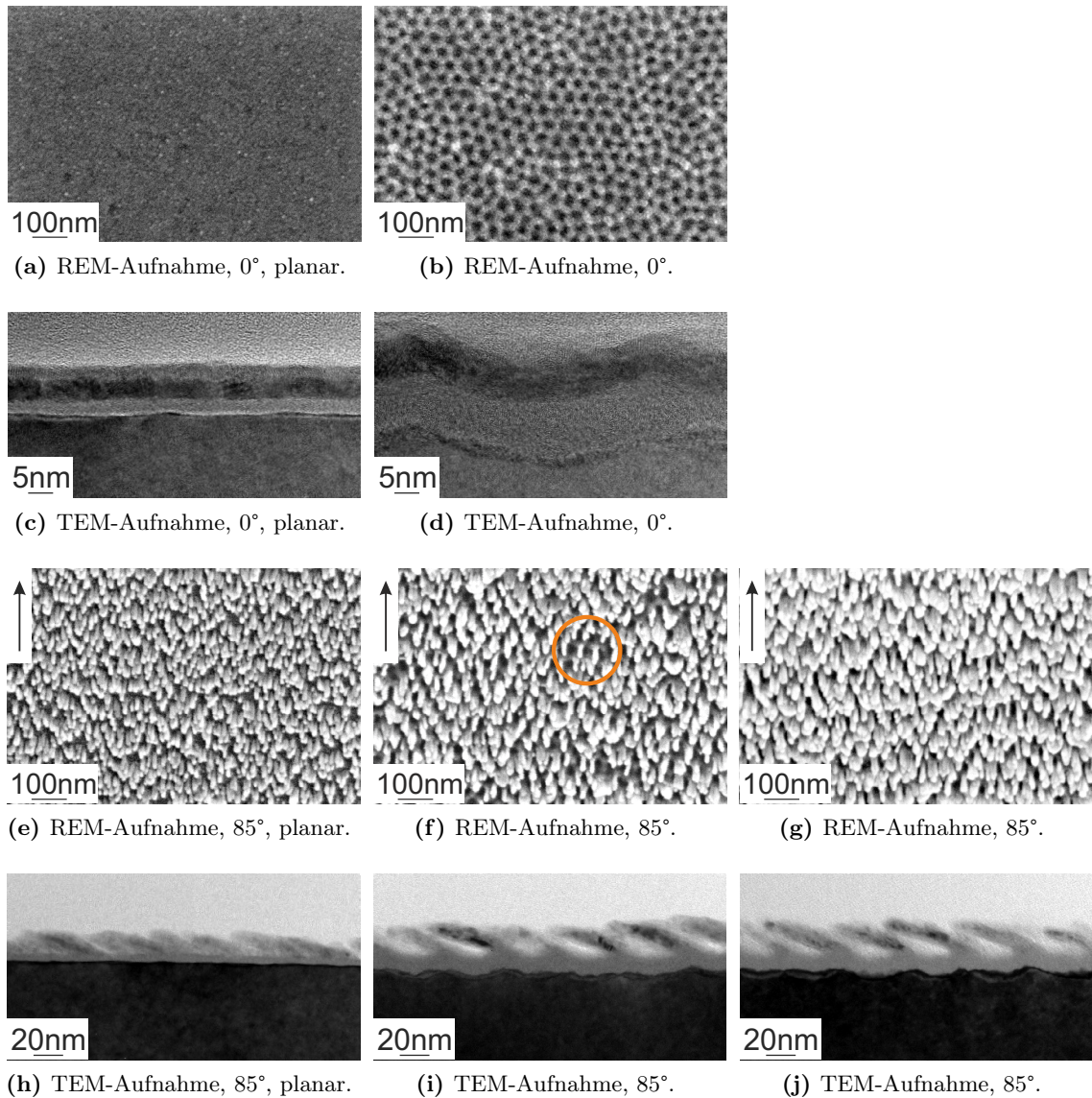


Abb. 6.1.1: REM- und TEM-Aufnahmen der mit Eisen bedampften Germaniumoberflächen. Die Beschichtung ist bei 0° ((a)–(d)) sowie unter 85° ((e)–(j)) erfolgt. Dabei gibt der Pfeil die Projektion der Richtung des deponierten Materials an. In der ersten Spalte ist das Substrat eine planare Germaniumoberfläche, in den anderen beiden Spalten sind es die durch Ionenbeschuss entstandenen Lochstrukturen. Wenn es sich um eine geschlossene Eisenschicht handeln würde, hätte diese eine Dicke von 6 nm, außer in (g) und (j), wo sie 10 nm betragen würde.

eine Rasterelektronenmikroskopie-Aufnahme (REM-Aufnahme) und direkt darunter die zugehörige Transmissionselektronenmikroskopie-Aufnahme (TEM-Aufnahme) zu sehen.³ In der ersten Spalte wird als Substrat eine planare Germaniumoberfläche verwendet, während in den beiden anderen Spalten das Eisen auf die Lochstrukturen aufgedampft wird. Die Breite der REM-

³ Die TEM-Lamellenpräparation erfolgt mit einem fokussierten Ionenstrahl (siehe Abschnitt 2.6), wobei die Lamelle die Richtung senkrecht zur Depositionsrichtung des Eisens zeigt.

Aufnahmen beträgt 1 μm , während die Breite der TEM-Aufnahmen für die unter 0° deponierten Filme 72 nm und ansonsten 248 nm beträgt.

Bei einer Beschichtung unter 0° (Abb. 6.1.1a bis Abb. 6.1.1d) bilden sich geschlossene Filme. Im Gegensatz zu den Silberfilmen aus Kapitel 5 ist hier keine Unterbrechung des Films vorhanden. Der auf der planaren Oberfläche befindliche Eisenfilm (Abb. 6.1.1a) weist die gleiche Rauigkeit wie das unbehandelte Substrat auf. Die TEM-Aufnahme (Abb. 6.1.1c) zeigt, dass die maximale Kristallitgröße des polykristallinen Films 4 nm beträgt. Der hellere Streifen im oberen Bereich des Films hat eine Dicke von 3 nm. Dabei handelt es sich um Fe_2O_3 , was mittels Auger-Elektronen-Spektroskopie bestimmt worden ist. Das nicht oxidierte Eisen im unteren Bereich des Films ist kubisch raumzentriert (bcc). Direkt darunter befindet sich das natürliche Germaniumoxid. Die Dicke der oxidierten Eisenschicht ist auf den Lochstrukturen identisch (Abb. 6.1.1d). Dabei folgt das Eisen der Vorstrukturierung durch das Substrat und reichert sich nicht in den Tälern oder auf den Erhebungen an. Die unter dem Fe-Film befindliche 14 nm dicke amorphe Schicht ist durch die Bestrahlung mit den Ga^+ -Ionen bei der Herstellung der Lochstrukturen entstanden.

Bei einer Bedampfung der Oberfläche unter 85° bilden sich säulenartige⁴ Strukturen. Der Pfeil in den REM-Aufnahmen (Abb. 6.1.1e bis Abb. 6.1.1g) gibt dabei die Projektionsrichtung an, so dass eine Neigung der Strukturen in Richtung des ankommenden Materials zu erkennen ist. Diese Neigung ist unabhängig von der Vorstrukturierung des Substrats und hängt nur vom Depositionswinkel ab. Ein Vergleich von Abb. 6.1.1e und Abb. 6.1.1f zeigt, dass auf dem planaren Substrat mehr Säulen vorhanden sind. Diese haben einen geringeren Abstand als auf dem vorstrukturierten Substrat. Da sich die gleiche Eisenmenge auf der Oberfläche befindet, sind die Säulen größer, wenn ihre Anzahl geringer ist. Die Lochstrukturen beeinflussen den Ort, an dem die Säulen entstehen. So ist in dem orangefarbenen Kreis in Abb. 6.1.1f zu erkennen, dass die Säulen bevorzugt an den Erhebungen um die Lochstrukturen⁵ beginnen. Die Ursache dafür ist der lokal erhöhte Anstiegswinkel der Strukturen, der zu einem höheren Fluss führt. Durch den hohen Depositionswinkel von 85° wird die der Depositionsrichtung abgewandte Seite abgeschattet. Dieses Wachstum ist auch von Keller *et al.* [205] beobachtet worden. Da diese Modulation des Flusses auf einem planaren Substrat nicht vorhanden ist, gibt es keine bevorzugten Stellen, an denen das Wachstum der Säulen beginnt. Unter diesen Bedingungen bilden sich mehr Säulen, die kleiner sind. Ein Vergleich der TEM-Aufnahmen (Abb. 6.1.1h und Abb. 6.1.1i) zeigt, dass die auf dem planaren Substrat befindlichen Säulen deutlich kürzer sind. So beträgt die Länge der Säulen⁶ auf dem vorstrukturierten Substrat 53 nm, während sie auf dem planaren Substrat 34 nm ist. Der Neigungswinkel ist mit 70° zur Oberflächennormalen identisch. Aufgrund der hohen Anzahldichte der Strukturen sind kaum isolierte Säulen zu erkennen, was an der endlichen Dicke der TEM-Lamelle und der kleinen Strukturgröße liegt. Auf den Lochstrukturen sind die Säulen gut separierbar. Zudem ist der Punkt zu erkennen, an dem das Wachstum der Säulen beginnt. Hierbei ist zu beachten, dass die Säulen auf der amorphen Schicht aufwachsen und es sich bei dem unteren amorphen Streifen nicht um das Eisen handelt. Aufgrund der erhöhten Oberfläche im Vergleich zu den geschlossenen Filmen ist der Anteil des oxidierten Eisens größer. Wenn 10 nm Eisen auf die Lochstrukturen unter 85° aufgedampft werden, entstehen die in Abb. 6.1.1g gezeigten Strukturen. Genau wie bei der geringeren Materialmenge haben diese Säulen einen Neigungswinkel von 70° zur Oberflächennormalen (Abb. 6.1.1j). Die Höhe der Strukturen

⁴ „columns“

⁵ siehe Abb. 4.2.2a

⁶ entlang der Säulenrichtung gemessen

steigt nicht an, sondern beträgt weiterhin 53 nm. Damit steigt die Anzahl der Säulen an. Diese wachsen auf dem erhöhten Bereich um die Vertiefungen der Lochstrukturen, sind aber aufgrund der erhöhten Materialmenge zum Teil miteinander verbunden.

6.2 Magnetische Eigenschaften der gewachsenen Eisenschichten

In diesem Abschnitt werden die magnetischen Eigenschaften der in Abb. 6.1.1 gezeigten Oberflächen bestimmt. Dafür werden einige Grundlagen der verwendeten Messmethoden vorgestellt. Danach wird mit dem einfachsten System, dem geschlossenen Film auf der planaren Oberfläche, begonnen. Dieses wird anschließend mit dem geschlossenen Film auf den Lochstrukturen verglichen. Für die magnetischen Messungen der Säulen werden die in Abb. 6.1.1g gezeigten Strukturen untersucht, da diese durch eine höhere Eisenmenge ein besseres Signal-zu-Rausch-Verhältnis liefern. Abschließend werden diese Ergebnisse kurz mit den anderen Säulen verglichen. Die Hysteresen werden, soweit nicht anders beschrieben, mittels magnetooptischer Kerr-Magnetometrie (MOKE) aufgenommen.⁷ Dabei bedeutet Magnetooptik, dass die optischen Eigenschaften eines ferromagnetischen Materials von ihrem Magnetisierungszustand abhängen. Wenn polarisiertes Licht an der Oberfläche eines ferromagnetischen Materials reflektiert wird, ändert es seinen Polarisationszustand. Eine MOKE-Messung liefert Informationen über lokale Magnetisierungskomponenten am Ort der Reflexion des Lichts. Die Änderung des Polarisationszustandes bei Reflexion an der Probe wird durch die Jones-Reflexionsmatrix \mathbf{R}

$$\mathbf{R} = \begin{pmatrix} r_{ss} & r_{sp} \\ r_{ps} & r_{pp} \end{pmatrix} \quad (6.2.1)$$

beschrieben. Dabei geben die Indizes s und p der Reflexionskoeffizienten $r_{i,j}$ ($i, j = s, p$) die Richtung des elektrischen Feldstärketensors an, wobei s senkrecht und p parallel zur Lichteinfallsebene ist. Der erste Index beschreibt den Polarisationszustand vor und der zweite nach der Reflexion an der Schicht. Die Reflexionskoeffizienten r_{ps} ⁸ und r_{pp} hängen von den Magnetisierungskomponenten m_i (normalisierte Magnetisierung, $i = x, y, z$, vergleiche Abb. 6.2.2) unter Vernachlässigung höherer Ordnungen wie folgt ab [207]:

$$r_{ps} = f(m_x, m_z) \quad (6.2.2)$$

$$r_{pp} = f(m_y). \quad (6.2.3)$$

Der Polarisationszustand des reflektierten Lichts wird durch die Parameter der Polarisationsellipse (allgemeinster Polarisationszustand) definiert, welche in Abb. 6.2.1a dargestellt ist. Die beiden Winkel geben die Kerr-Drehung θ_{Kerr} und die Kerr-Eliptizität $\varepsilon_{\text{Kerr}}$ an. Alternativ dazu wird der Polarisationszustand im Koordinatensystem von θ_{Kerr} und $\varepsilon_{\text{Kerr}}$ beschrieben (Abb. 6.2.1b). Dabei ist Φ der Kerr-Vektor, Ω die Kerr-Amplitude und δ die Kerr-Phase. Mit diesen Größen lässt sich der Kerr-Vektor bei Verwendung von einfallendem s-polarisiertem Licht als

$$\Phi_s = -\frac{r_{ps}}{r_{ss}} = \theta_{\text{Kerr},s} + i \varepsilon_{\text{Kerr},s} = \Omega_s e^{i\delta_s} \quad (6.2.4)$$

darstellen [208]. Der Kerr-Vektor setzt sich aus den Beiträgen der Magnetisierungskomponenten m_x und m_z (longitudinaler und polarer Kerr-Vektor), sowie aus den Beiträgen verschiedener

⁷ Der verwendete Messaufbau ist ausführlich in [206] beschrieben.

⁸ $r_{ps} = -r_{sp}$

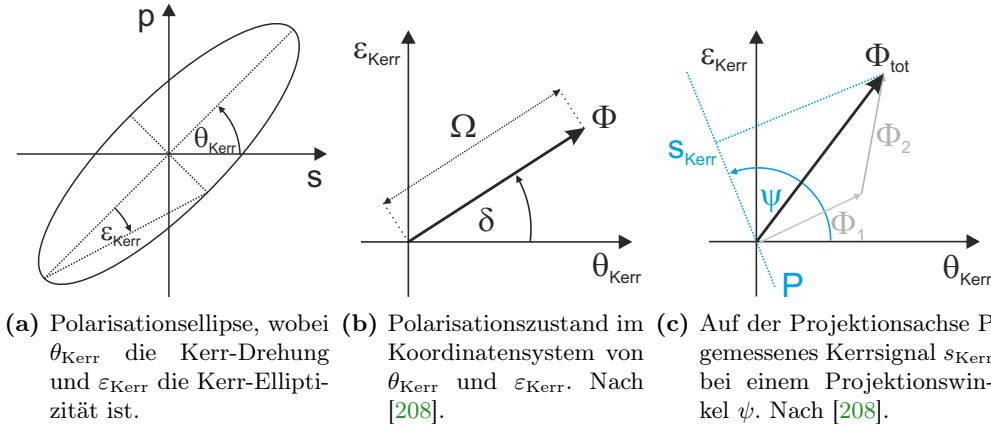


Abb. 6.2.1: Darstellung des Polarisationszustandes mit einer Polarisationsellipse (a), sowie im Koordinatensystem der Kerr-Drehung θ_{Kerr} und der Kerr-Elliptizität ϵ_{Kerr} (b). Dabei ist Φ der Kerr-Vektor. Das auf der Projektionsachse P gemessene Kerrsignal s_{Kerr} hängt vom Projektionswinkel ψ ab. Wenn dieser verändert wird, werden die beiden Kerr-Vektoren Φ_1 und Φ_2 neu gewichtet (c).

ferromagnetischer Phasen oder/und Tiefen beziehungsweise Schichten zusammen [208]:

$$\Phi_{\text{tot}} = \sum_i \Phi_{\text{polar}}^{(i)} m_z^{(i)} + \sum_i \Phi_{\text{longitudinal}}^{(i)} m_x^{(i)}. \quad (6.2.5)$$

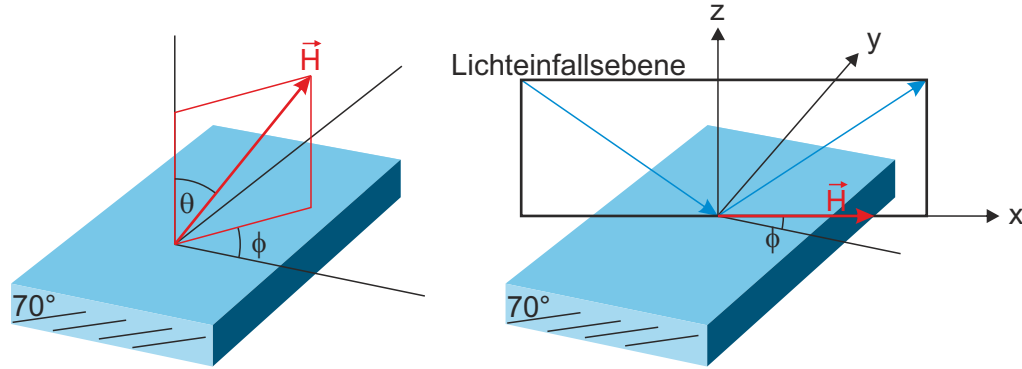
Gemessen wird das Kerrsignal s_{Kerr} , wobei in den folgenden Untersuchungen ein Messaufbau mit abgeglicherer optischer Brücke dafür verwendet worden ist [206]. Bei einfallendem s-polarisiertem Licht und idealer Justage der Lichteinfallsebene wird dabei die Kerr-Drehung θ_{Kerr} als Projektion des Kerr-Vektors auf die θ_{Kerr} -Achse gemessen [206], das heißt, nach Gleichung 6.2.4 ist $s_{\text{Kerr}} = \Re(\Phi_s)$. Im Allgemeinen wird die Projektion des Kerr-Vektors auf eine Projektionsachse P gemessen (Abb. 6.2.1c):

$$s_{\text{Kerr}} = \Re(\Phi_s e^{i\psi}). \quad (6.2.6)$$

Der Projektionswinkel ψ kann mit einem Kompensator frei gewählt werden. Wenn mehrere Kerr-Vektoren mit unterschiedlichen Kerr-Phasen vorhanden sind, erfolgt so eine neue Wichtung der Beträge zu einem neuen Kerrsignal [208]. Ansonsten ändert sich dabei nur die Größe des Kerrsignals. Das Vorhandensein mehrerer Kerr-Vektoren mit unterschiedlicher Phase ist in Abb. 6.2.1c durch Φ_1 und Φ_2 dargestellt. Wenn der Projektionswinkel ψ so gewählt wird, dass einer der beiden Kerr-Vektoren senkrecht auf der Projektionsebene steht, liefert dieser keinen Beitrag zum gemessenen Kerrsignal.

Der Kerr-Effekt wird genutzt, um aus Änderungen der Polarisation des Lichts Rückschlüsse auf die Magnetisierung am Ort der Reflexion zu ziehen. Der Kerr-Effekt liefert dabei keine quantitativen Magnetisierungen, wie sie zum Beispiel bei einer SQUID-Messung⁹ erhalten werden. Dabei handelt es sich bei einer SQUID-Messung um eine induktive Messung, so dass optische Effekte nicht berücksichtigt werden. Dies ermöglicht die Unterscheidung zwischen magnetischen und magnetooptischen Effekten.

⁹ „Superconducting Quantum Interferometer Device“



(a) Orientierung der Winkel θ und ϕ (b) Bei einer MOKE-Messung liegt das angelegte Magnetfeld \vec{H} in der Lichteinfallebene des Lasers.

Abb. 6.2.2: Schematische Darstellung der im folgenden verwendeten Winkel θ und ϕ mit ihrer Orientierung bezüglich des angelegten Magnetfeldes \vec{H} . Dabei ist der blaue Quader die Probe, wobei die schrägen Linien an der Vorderseite die Richtung der säulenartigen, geneigten Strukturen mit einem Winkel von 70° zu Oberflächennormalen andeuten. Bei einer MOKE-Messung liegt das externe Magnetfeld in der Lichteinfallebene (b).

Die zur Messung verwendete Geometrie ist in Abb. 6.2.2 dargestellt. Der blaue Quader zeigt die Probe, wobei die schrägen Linien an der Vorderseite die Orientierung der geneigten säulenartigen Strukturen bezüglich der eingezeichneten Winkel andeuten. Die Neigung der Strukturen beträgt 70° zur Oberflächennormalen. Der rote Pfeil gibt die Richtung des extern angelegten Magnetfeldes \vec{H} an, wobei die Richtung durch die Winkel θ und ϕ beschrieben wird. Dabei liegt ϕ in der Oberfläche und ist entlang der säulenartigen Strukturen 0° beziehungsweise 180° . θ ist der Winkel des angelegten Magnetfeldes zur Oberflächennormalen. Wenn das Magnetfeld in der Oberflächenebene liegt, ist $\theta = 90^\circ$; wenn das externe Magnetfeld senkrecht zur Oberfläche steht, ist $\theta = 0^\circ$. Bei einer MOKE-Messung liegt das externe Magnetfeld in der Lichteinfallebene des Lasers, wobei $\theta = 90^\circ$ gilt (Abb. 6.2.2b). Bei einer Ummagnetisierung der Probe in einem äußeren Magnetfeld (entlang der x-Richtung) tragen beim verwendeten MOKE-Messverfahren sowohl die Magnetisierungskomponente m_x als auch m_z zum Kerrsignal bei. Die gemessene Hysteresese ist im Allgemeinen also eine Mischung der Hysterese beider Magnetisierungskomponenten. Im Gegensatz dazu wird bei der induktiven Messung (SQUID) nur die Magnetisierungskomponente parallel zum äußeren Feld gemessen.

Die magnetischen Eigenschaften eines Materials hängen von der Austauschkonstante A , der Sättigungspolarisation J_S und magnetischen Anisotropien wie beispielsweise der Kristallanisotropie (Kristallanisotropiekonstanten K_i) ab. Die magnetische Anisotropie beschreibt die Richtungen, in denen der Festkörper leicht beziehungsweise schwer zu magnetisieren ist (leichte und schwere Richtungen). Von einem nanokristallinen Eisen-Film mit einer Kristallitgröße von maximal 4 nm würde man erwarten, dass die Magnetisierung bei *beliebig* zueinander orientierten Kristalliten nicht der durch die Kristallstruktur vorgegebenen magnetischen Vorzugsrichtung der einzelnen Kristallite folgen kann.¹⁰ Mit einer magnetischen Vorzugsrichtung aufgrund der Kristallstruktur

¹⁰ Für α -Eisen gilt [209]: $J_S = 2,185 \text{ T}$, $A = 20,7 \text{ pJ/m}$, und $K_1 = 4,8 \times 10^4 \text{ J/m}^3$. Die Austauschlängen der (Kristall)Anisotropieenergie $d_{BW} = (A/K_1)^{0,5}$ und der Streufeldenergie $d_{BL} = (2\mu_0 A/J_S^2)^{0,5}$ sind mit 21 nm und 3,3 nm größer beziehungsweise in der gleichen Größenordnung wie die Kristallitgröße. Die Austauschlänge d_{BW} (d_{BL}) wird auch Blochwandbreite (Blochlinienbreite) genannt und beschreibt die Balance zwischen

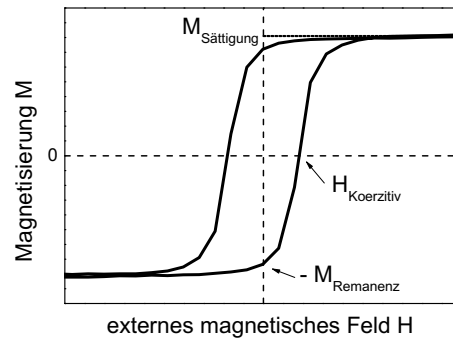


Abb. 6.2.3: Charakteristische Größen der Hysterese eines Ferromagneten.

wird daher nicht gerechnet. Demnach werden weichmagnetische Eigenschaften des nanokristallinen Films erwartet, vorausgesetzt, dass die Körner nicht isoliert voneinander sind und somit ein intergranularer Austausch der einzelnen Kristallite auch vorhanden ist. Für die geschlossenen Filme sind die Körner nicht isoliert und somit ist der intergranulare Austausch gegeben.¹¹ Bei den unter einem Depositionswinkel von 85° entstandenen säulenartigen Strukturen sind die jeweiligen Säulen polykristallin, so dass eine Struktur aus mehreren miteinander wechselwirkenden Körnern besteht. Hierbei muss zwischen der jeweiligen Eisenmenge auf der Oberfläche unterschieden werden. Bei der erhöhten Eisenmenge auf der vorstrukturierten Oberfläche sind die geeigneten säulenartigen Strukturen teilweise über die gesamte Länge miteinander verbunden.¹² Zudem gibt es Bereiche, wo die einzelnen Säulen isoliert oder nur an der Basis miteinander verbunden sind. Wenn sich weniger Eisen auf der vorstrukturierten Oberfläche befindet (Abb. 6.1.1f und Abb. 6.1.1i), steigt der Anteil der vollständig isolierten Säulen an, da die Höhe nicht absinkt. Diese beträgt weiterhin 53 nm. Bei Verwendung eines planaren Substrats (Abb. 6.1.1e und Abb. 6.1.1h) nimmt die Anzahl der Säulen zu, da die Höhe nur 34 nm beträgt. Damit sinkt der mittlere Abstand der Säulen und diese haben größtenteils einen Abstand von weniger als 5 nm. Wenn keine Verbindung zwischen den Säulen besteht, gibt es keine Austauschwechselwirkung zwischen den verschiedenen Säulen, sondern nur eine dipolare Wechselwirkung [213]. Stattdessen kann die Form, Größe und Ausrichtung der einzelnen Säulen über die Formanisotropie magnetische Vorzugsrichtungen hervorrufen. Bei dünnen Schichten kann die bevorzugte Magnetisierungsrichtung zudem von den Oberflächen und Grenzflächen abhängen.

Am Beispiel der Hysterese in Abb. 6.2.3 werden einige charakteristische Größen dieser vorgestellt, wobei H das externe angelegte Magnetfeld und M die betrachtete Komponente der Magnetisierung ist. Charakteristische Größen der Hysterese sind die Sättigungsmagnetisierung $M_{\text{Sättigung}}$, die Koerzitivfeldstärke $H_{\text{Koerzitiv}}$ und die remanente Magnetisierung M_{Remanenz} . Wenn eine weitere Erhöhung des äußeren angelegten Magnetfelds keine Erhöhung der Magnetisierung bewirkt, ist die Sättigungsmagnetisierung erreicht. Das bedeutet, dass die Magnetisierung entlang der Richtung des externen Feldes liegt. Die Koerzitivfeldstärke beschreibt die Feldstärke, bei

Austausch- und Anisotropieenergie (Streuungsfeldenergie). In einem nicht texturierten nanokristallinen Material ist d_{BW} die charakteristische Länge, welche über die Wirksamkeit der Kristallanisotropie entscheidet [210]: Ist d_{BW} kleiner als die Kristallitgröße, dann wird die Kristallanisotropie nach [211, 212] deutlich abgeschwächt.

¹¹ vergleiche dazu Abb. 6.1.1c und Abb. 6.1.1d

¹² Abschnitt 6.2.3, sowie Abb. 6.1.1g und Abb. 6.1.1j

der die betrachtete Magnetisierungskomponente ihr Vorzeichen wechselt, wohingegen die remanente Magnetisierung die betrachtete Magnetisierungskomponente ohne angelegtes Magnetfeld beschreibt. Die Form der Hysterese (zum Beispiel Anstieg oder Öffnung der Hysterese) hängt von den Ummagnetisierungsprozessen¹³ und der vorhandenen magnetischen Anisotropie ab. Die Ummagnetisierung kann durch eine Drehung der Magnetisierung oder/und Domänenwandbewegungen hervorgerufen werden.

6.2.1 Magnetische Eigenschaften einer planaren, geschlossenen Eisenschicht

Zunächst werden die magnetischen Eigenschaften eines geschlossenen Eisenfilms auf einem planaren Substrat betrachtet. Dabei handelt es sich um den einfachsten Fall, da die Oberfläche isotrop ist und nur eine sehr geringe Rauigkeit aufweist. Bei dem hier untersuchten planaren, geschlossenen Eisenfilm handelt es sich um den in Abb. 6.1.1a gezeigten.

Zur Bestimmung der Anisotropie sind an dieser Schicht Ummagnetisierungskurven für das Azimutalwinkelintervall¹⁴ $\phi = [0^\circ, 360^\circ]$ („Rotationsmessung“) mittels magnetooptischer Magnetometrie aufgenommen worden. Die so erhaltenen Messwerte sind in Abb. 6.2.4a bis Abb. 6.2.4c dargestellt. Das remanente Kerrsignal ist nicht isotrop, sondern zeigt eine schwache vierzählige Symmetrie mit Maxima bei $\phi_1 = 343^\circ$ und $\phi_2 = 253^\circ$. Die Koerzitivfeldstärke (Abb. 6.2.4b) hat ihre Maxima bei denselben Winkeln ϕ_1 und ϕ_2 . Möglich wäre je eine leichte Richtung (magnetische Anisotropieachse) bei ϕ_1 und ϕ_2 . Der Verlauf $f(\phi)$ kann jedoch auch auf eine zweizählige Symmetrie hinweisen [210], wobei ϕ_1 die leichte Richtung (magnetische Anisotropieachse) und ϕ_2 die schwere Richtung ist. Um den Unterschied genauer zu betrachten, sind in Abb. 6.2.4c die Hysteresen der in Abb. 6.2.4a und Abb. 6.2.4b eingekreisten Punkte dargestellt. Die Form der Hysteresen unterscheidet sich kaum. Bei einer externen Magnetfeldstärke von 40 Oe ist der Film in Feldrichtung magnetisiert, so dass er weichmagnetische Eigenschaften aufweist. Die Ursache der leichten magnetischen Anisotropie lässt sich nicht eindeutig bestimmen. Aufgrund der geringen Kristallitgröße von maximal 4 nm ist ein Beitrag der Kristallanisotropie unwahrscheinlich. Eine Texturierung in der Filmebene als mögliche Ursache ist nicht beobachtet worden, kann aber aufgrund der geringen Statistik der TEM-Aufnahmen nicht vollständig ausgeschlossen werden. Denkbar wären weiterhin Oberflächeneffekte oder auch magnetoelastische Anisotropien durch Spannungen im Film. Die Hysterese senkrecht zur Filmebene ($\theta = 0^\circ$) ist in Abb. 6.2.4d dargestellt. Aufgrund der höheren benötigten Feldstärken ist diese Messung mit dem SQUID durchgeführt worden. Hierbei handelt es sich um eine schwere Richtung, wobei die Knickfeldstärke 15 300 Oe beträgt (schwarze senkrechte Linie).¹⁵ Die Magnetisierung der Eisenschicht liegt demnach in der Filmebene, was durch die Formanisotropie der Schicht gegeben ist. Aus der Knickfeldstärke lässt sich die Sättigungspolarisation J_S der Schicht zu 1,53 T abschätzen [214], was deutlich unter dem Wert von massivem¹⁶ Eisen liegt.¹⁷

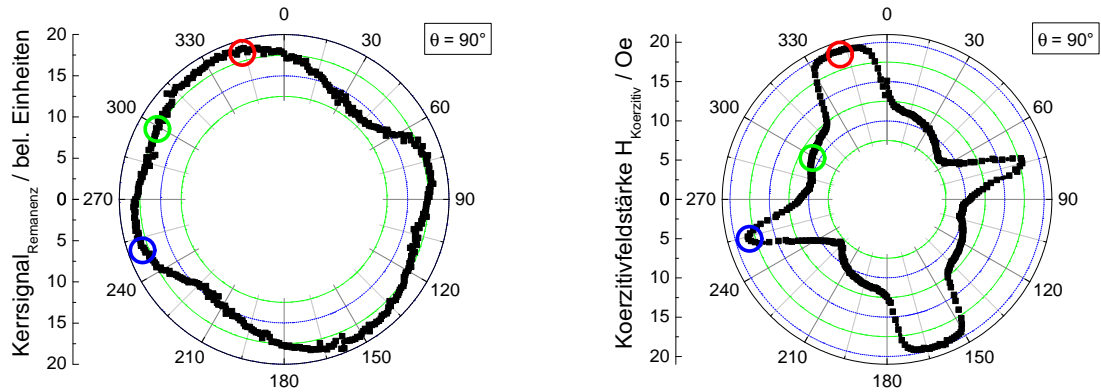
¹³ Diese werden in Zusammenhang mit Abb. 6.2.5 noch einmal diskutiert.

¹⁴ siehe Abb. 6.2.2

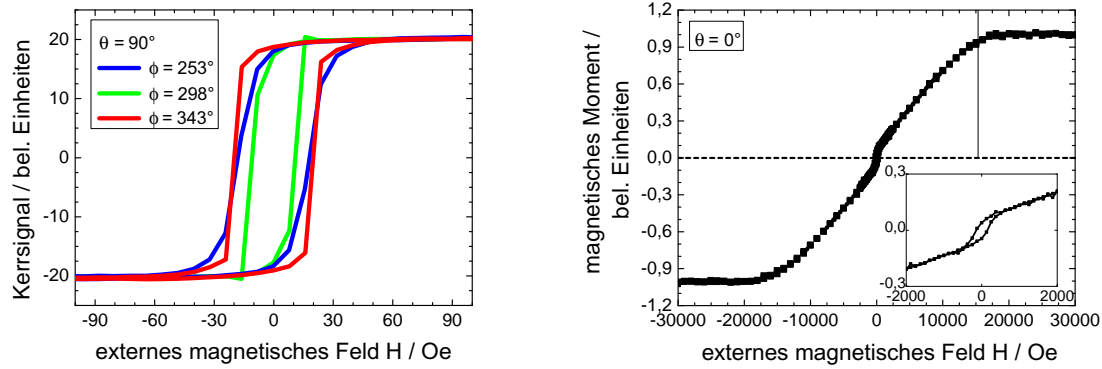
¹⁵ Diese wird über den Schnittpunkt des Anstiegs der Hysterese mit der Sättigungsmagnetisierung bestimmt. Die Öffnung der Hysterese, welche im Inset zu erkennen ist, ist auf eine leichte Verkipfung der Probe zurückzuführen, das heißt, θ ist nicht genau Null.

¹⁶ „bulk“

¹⁷ Die reduzierte Sättigungspolarisation kann zwei Ursachen haben: (1) Fe_2O_3 hat eine geringere Sättigungspolarisation als Eisen. Der Beitrag des Eisenoxids ist nicht zu vernachlässigen, da von der 6 nm dicken Eisenschicht 3 nm Fe_2O_3 sind. (2) Das Feld, bei dem die Probe sättigt, kann aufgrund der Formanisotropie, die vom Grenzfall der dünnen, unendlich ausgedehnten Platte (aufgrund der Oberflächenrauigkeit, welche für kleine Schichtdicke prozentual (Rauigkeit/Filmdicke) höher ist) abweicht, reduziert sein [214].



(a) Remanentes Kerrsignal. Der variierte Winkel ist ϕ , (b) Koerzitivfeldstärke. Der variierte Winkel ist ϕ , während $\theta = 90^\circ$ ist.



(c) Hysteresen der in (a) und (b) markierten Punkte. (d) Magnetisierungskurve bei $\theta = 0^\circ$ (senkrecht zur Schicht).

Abb. 6.2.4: MOKE-Messung der remanenten Magnetisierung (a) und der Koerzitivfeldstärke (b) eines Rotationsscans einer planaren, 6 nm dicken Eisschicht. Die Hysteresen der eingekreisten Punkte sind in (c) dargestellt. Die Hysterese bei $\theta = 0^\circ$ ist mittels SQUID bestimmt worden (d). Für (a) bis (c) beträgt $\theta = 90^\circ$.

Die Domänenstruktur während des Ummagnetisierungsprozesses in der Filmebene ($\theta = 90^\circ$) und die sich daraus ergebenden Hysteresen sind mittels magnetooptischer Kerrmikroskopie-Aufnahmen bestimmt worden (Abb. 6.2.5). Dabei ist jeweils eine Hysterese gezeigt, wobei sich die einzelnen Punkte aus der Integration der jeweiligen Kerrmikroskopie-Aufnahme ergeben. Die Domänenstruktur der in der Hysterese eingekreisten Punkte ist direkt darunter dargestellt. Dabei beträgt die Bildbreite $175 \mu\text{m}$. Durch die schematischen Landau-Strukturen¹⁸ in den Graphen der Hysteresen wird jeder Magnetisierungsrichtung ein Kontrast in den zugehörigen Kerrmikroskopie-Aufnahmen zugewiesen. Die Richtung des angelegten externen Magnetfeldes \vec{H} wird durch den Pfeil und seine Orientierung bezüglich der Probe (Quadrat mit breiter Kante) dargestellt. Zeilenweise sind jeweils beide Komponenten der Magnetisierung bei einer festen Richtung des externen Magnetfeldes dargestellt. In der ersten Spalte ist die gemessene

¹⁸ Quadrat mit dem geschlossenen magnetischen Fluss

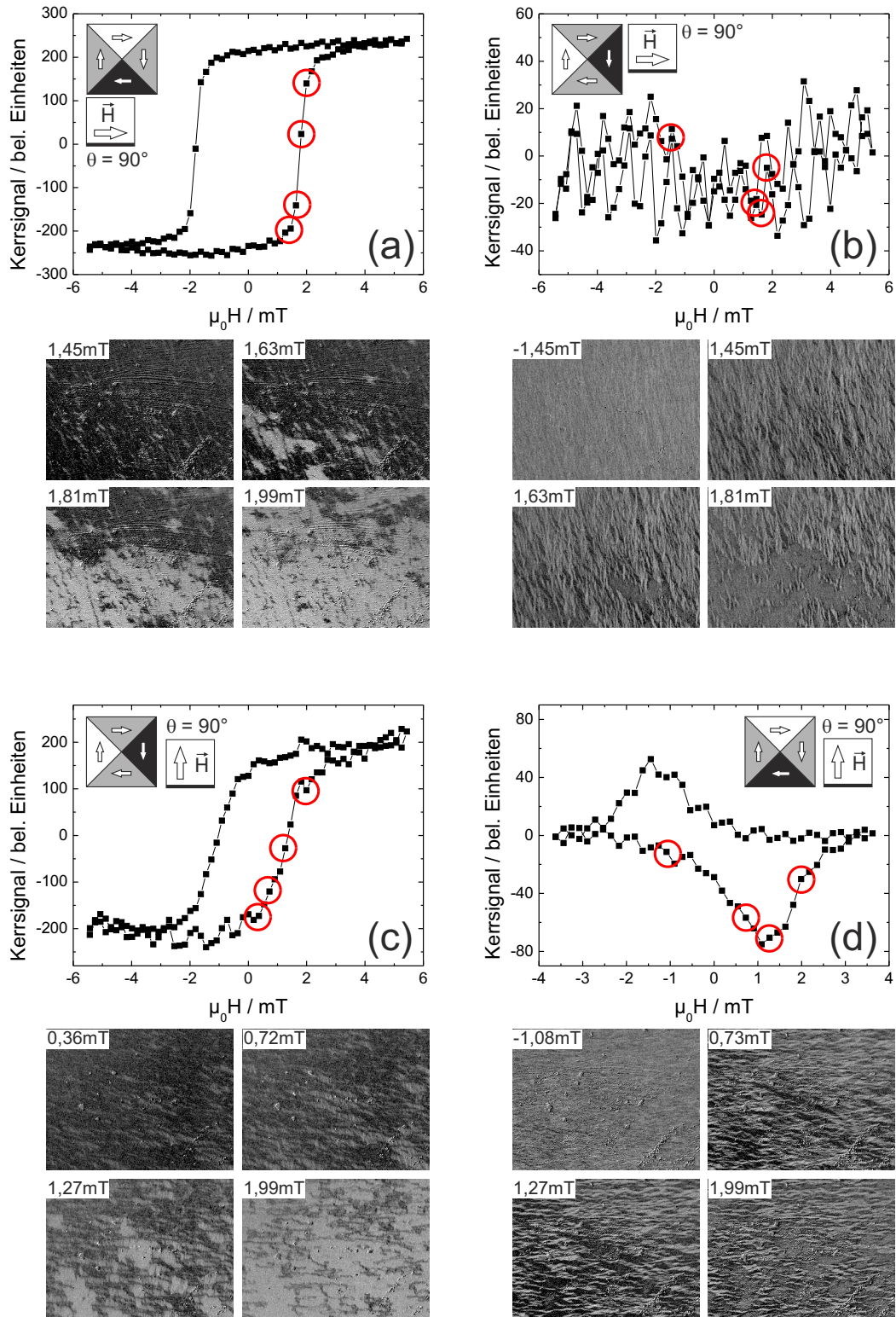


Abb. 6.2.5: Kerrmikroskopie-Aufnahmen eines planaren Eisenfilms. Die Domänenstruktur der eingekreisten Werte der Hysterese ist in den Kerrmikroskopie-Aufnahmen darunter gezeigt. Das Quadrat mit der breiten Kante zeigt die Probe, während der darin befindliche Pfeil die Richtung des angelegten Magnetfeldes \vec{H} zeigt. Damit wird ϕ verändert, während für alle Aufnahmen $\theta = 90^\circ$ gilt. Die Zuweisung Kontrast-Magnetisierungsrichtung ist mittels der Landau-Strukturen dargestellt. Die Bildbreite beträgt $175 \mu\text{m}$.

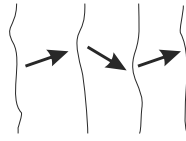


Abb. 6.2.6: Schematische Darstellung der Magnetisierungsrichtungen in Abb. 6.2.5b. Der Kontrast entsteht aufgrund der transversalen Komponente der Magnetisierungsrichtung.

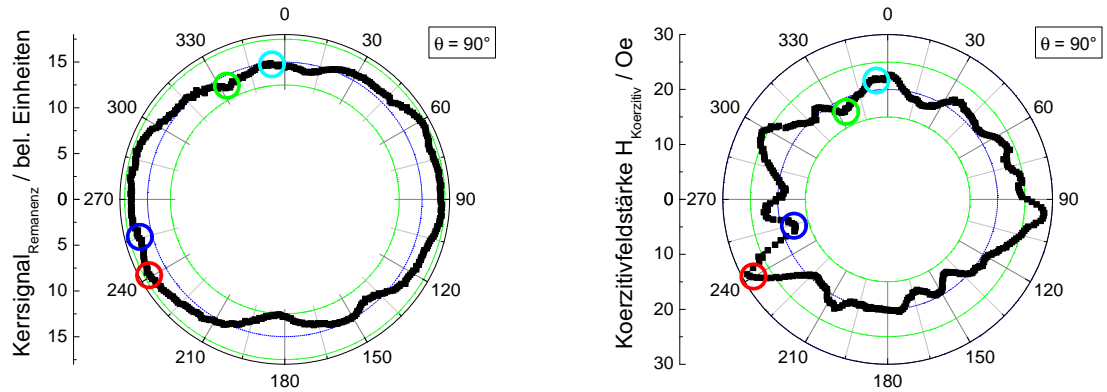
Komponente parallel zum externen Feld, in der zweiten Spalte ist sie senkrecht dazu. Die Ummagnetisierungskurven der ersten (zweiten) Zeile entsprechen den Ummagnetisierungsvorgängen bei $\phi = 0^\circ$ ($\phi = 90^\circ$) der Rotationsmessung.

Ein Vergleich der beiden Komponenten der Magnetisierung für $\phi = 0^\circ$ (Abb. 6.2.5a und Abb. 6.2.5b) zeigt, dass nur parallel zur Richtung des angelegten Feldes eine Hysterese vorhanden ist. Die Ummagnetisierung in die neue Feldrichtung erfolgt durch die Nukleation von Domänen und eine anschließende Domänenwandbewegung. Im Gegensatz dazu zeigt sich in der zum äußeren Feld senkrechten Magnetisierungskomponente eine Dispersion der Magnetisierung (Abb. 6.2.5b). Das heißt, es bilden sich Bereiche, in denen sich die Magnetisierung nach links und rechts (transversal) aus der Feldrichtung (longitudinal) herausdreht, was in Abb. 6.2.6 schematisch dargestellt ist. Dabei geben die eingezeichneten Pfeile die Magnetisierungsrichtung an. Die Pfeile besitzen eine Komponente in transversaler Richtung, die den Kontrast verursacht. Die lokale Magnetisierung bleibt schon bei negativen Feldstärken nicht in der Feldrichtung, was erst nach dem Einsetzen des vorher beschriebenen Ummagnetisierungsprozesses (Bild 1,63 mT und Bild 1,81 mT) endet. Da beide transversalen Komponenten (\uparrow und \downarrow) gleich groß sind, ist kein Signal in der Hysterese (Bildintegration) vorhanden. Die beschriebene Dispersion der Magnetisierung weist auf eine Dispersion der magnetischen Anisotropie(-richtung, -stärke) in der Filmebene hin [215].

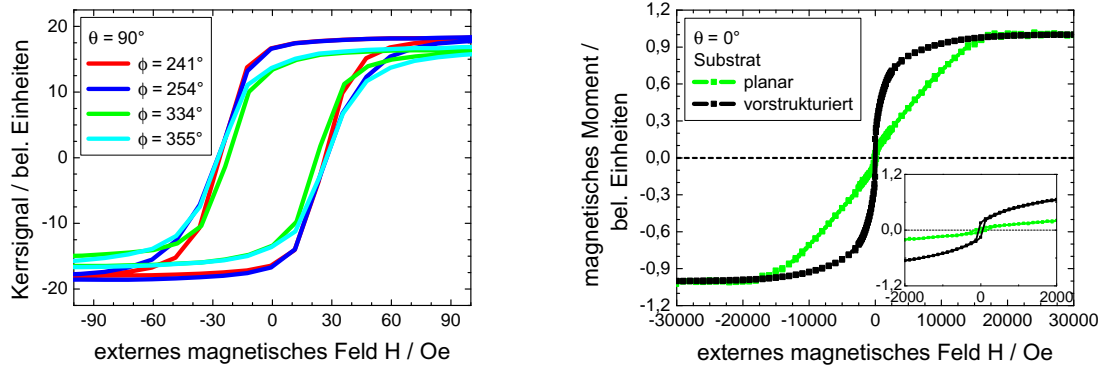
Bei $\phi = 90^\circ$ ergeben sich die in Abb. 6.2.5c und Abb. 6.2.5d gezeigten Hysteresen. Die Komponente der Magnetisierung parallel zum externen Feld (Abb. 6.2.5c) schaltet dabei über einen größeren Feldstärkebereich im Vergleich zu $\phi = 0^\circ$. Die transversale Magnetisierungskomponente (Abb. 6.2.5d) zeigt ebenfalls eine Hysterese. Die Form der hier sichtbaren Domänen entspricht zu Beginn (Bild $-1,08$ mT) etwa der Domänenstruktur in Abb. 6.2.5b. Im weiteren Verlauf ist eine transversale Komponente größer und somit ist eine effektive Magnetisierung vorhanden. Ein Vergleich der Domänenbilder von Abb. 6.2.5b und Abb. 6.2.5d zeigt, dass ein Teil der Ummagnetisierung wieder über eine Drehung der Magnetisierung erfolgt, wobei diesmal eine transversale Komponente bevorzugt durchlaufen wird. Äquivalente Domänenabbildungen der Ummagnetisierung bei 17° , 107° , 73° , 343° , 62° und 152° zeigen alle den eben beschriebenen zweistufigen Ummagnetisierungsvorgang, ohne nennenswerte Unterschiede. Insbesondere scheint keine Feldrichtung ausgezeichnet zu sein.

6.2.2 Magnetische Eigenschaften einer geschlossenen Eisenschicht auf einem vorstrukturierten Substrat

Nachdem im letzten Abschnitt eine Anisotropie in der Ebene des Eisenfilms festgestellt worden ist, wird nun der Einfluss eines vorstrukturierten Substrats auf die magnetischen Eigenschaften betrachtet. Dabei handelt es sich um Lochstrukturen, welche ebenfalls mit 6 nm Eisen bedampft worden sind. Die Oberfläche und ein Querschnittsbild dieser Strukturen ist in Abb. 6.1.1b und Abb. 6.1.1d dargestellt. Durch die Lochstrukturen ist keine statistische Rauigkeit vorhanden,



(a) Remanentes Kerrsignal. Der variierte Winkel ist ϕ , (b) Koerzitivfeldstärke. Der variierte Winkel ist ϕ , während $\theta = 90^\circ$ ist.



(c) Hysteresen der in (a) und (b) markierten Punkte. (d) Magnetisierungskurve bei $\theta = 0^\circ$ (senkrecht zur Schicht).

Abbildung 6.2.7: MOKE-Messung der remanenten Magnetisierung (a) und der Koerzitivfeldstärke (b) eines Rotationsscans einer 6 nm dicken Eisschicht auf einem vorstrukturierten Substrat. Die Hysteresen der eingekreisten Punkte sind in (c) dargestellt. Die Hysterese bei $\theta = 0^\circ$ ist mittels SQUID bestimmt worden (d). Für (a) bis (c) beträgt $\theta = 90^\circ$.

sondern diese besitzt eine charakteristische Länge und eine definierte Höhe. Die Strukturen haben über kleine Bereiche eine hexagonale Ordnung, wobei die einzelnen geordneten Bereiche eine beliebige Orientierung zueinander besitzen.

Äquivalent zum planaren Film sind die magnetischen Messungen in Abb. 6.2.7 dargestellt. Im Rotationsscan des remanenten Kerrsignals (Abb. 6.2.7a) ist eine minimale Symmetrie angedeutet, welche in der Koerzitivfeldstärke nicht vorhanden ist (Abb. 6.2.7b). Die jeweils eingezeichneten Kreise geben die Winkel der Hysteresen in Abb. 6.2.7c an. Dabei ist kein deutlicher Unterschied der Form für die verschiedenen Winkel vorhanden. Im Vergleich zum planaren Eisenfilm erfolgt die Ummagnetisierung über einen etwas größeren Feldstärkebereich. Da die Substrate gleichzeitig bedampft worden sind, kann davon ausgegangen werden, dass die auf der planaren Oberfläche vorhandene Vorzugsrichtung durch die Symmetrie der Lochstrukturen überlagert wird. Diese ist nur sehr schwach angedeutet, so zum Beispiel in der Koerzitivfeldstärke, wo ein

kleiner Peak bei $\phi = 240^\circ$, $\phi = 300^\circ$ und $\phi = 360^\circ$ vorhanden ist. Dies ist die gleiche Symmetrie, die auch die Lochstrukturen aufweisen.

Da das Substrat eine Rauigkeit des Eisenfilms vorgibt, unterscheidet sich die Hysterese senkrecht zur Oberfläche deutlich von der planaren. Dies ist in Abb. 6.2.7d dargestellt. Bei der grünen Kurve handelt es sich um die schon in Abb. 6.2.4d gezeigte. Aufgrund der Rauigkeit ist die Annahme einer dünnen, unendlich ausgedehnten Platte mit der daraus resultierenden Formanisotropie und dem dazugehörigen Entmagnetisierungsfaktor für die vorstrukturierte Oberfläche nicht mehr anzuwenden. Daher werden schon für kleinere Feldstärken wesentlich größere Bereiche ummagnetisiert. So beträgt der Anstiegswinkel der Lochstrukturen bis zu 30° , wodurch eine Komponente senkrecht zu Oberfläche¹⁹ gegeben ist. Die Knickfeldstärke liegt mit circa 16 500 Oe in der gleichen Größenordnung wie bei dem planaren Film, wo es 15 300 Oe ist. Damit werden gleich große Feldstärken benötigt, bis der Film vollständig ummagnetisiert worden ist.

Die Verwendung eines vorstrukturierten Substrats anstelle eines planaren verändert demnach primär die polare Komponente der Magnetisierung. In der Ebene sind durch die Lochstrukturen keine messbaren Vorzugsrichtungen gegeben, so dass die magnetischen Eigenschaften isotrop sind und sich nur minimal von denen einer unstrukturierten Oberfläche unterscheiden.

6.2.3 Magnetische Eigenschaften der geneigten Strukturen auf dem vorstrukturierten Substrat

Nachdem bisher die magnetischen Eigenschaften der geschlossenen Filme betrachtet worden, werden in diesem Abschnitt die magnetischen Eigenschaften der geneigten, säulenartigen Strukturen untersucht. Aufgrund ihrer Form wird eine starke Anisotropie erwartet. Es wird die Oberfläche mit dem meisten Eisen betrachtet, da diese das beste Signal-zu-Rausch-Verhältnis liefert. Eine REM-Aufnahme dieser Oberfläche ist in Abb. 6.2.8 dargestellt, wobei die Bildbreite $1\mu\text{m}$ beträgt. Diese geneigten, säulenartigen Strukturen sind nach der Deposition unter einem Winkel von 85° zur Oberflächennormalen entstanden, wobei die Depositionsrichtung entgegengesetzt zum eingezeichneten Pfeil liegt. Als Substrat sind die Lochstrukturen verwendet worden, was in dem abgeschatteten Bereich in der Mitte der REM-Aufnahme zu erkennen ist. Der eingezeichnete Pfeil zeigt dabei $\phi = 0^\circ$. Eine TEM-Aufnahme der hier untersuchten Strukturen ist in Abb. 6.1.1j dargestellt.

Da die Form der Strukturen sehr anisotrop ist, werden zunächst SQUID-Messungen vorgenommen, um die schwere Richtung ohne den Einfluss von optischen Effekten zu identifizieren und die

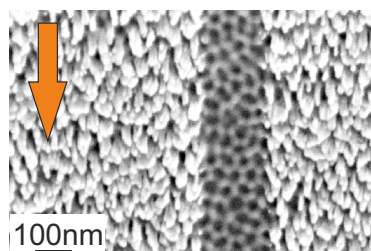


Abbildung 6.2.8: REM-Aufnahme der in diesem Abschnitt untersuchten geneigten säulenartigen Strukturen. Als Substrat werden Lochstrukturen verwendet, was im mittleren, abgeschatteten Bereich der REM-Aufnahme zu erkennen ist. Der Pfeil entspricht dabei $\phi = 0^\circ$.

¹⁹ also in Richtung der mittleren Oberflächennormalen, nicht der lokalen Oberflächennormalen

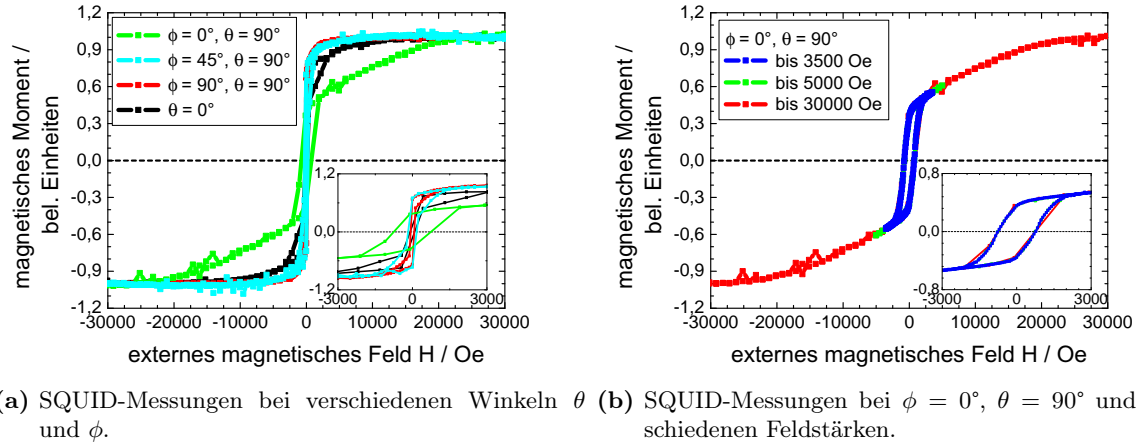


Abbildung 6.2.9: SQUID-Messungen der in Abb. 6.2.8 gezeigten Strukturen. Dabei sind in (a) verschiedene Winkel (θ und ϕ) und in (b) verschiedene maximale Feldstärken bei $\phi = 0^\circ$ und $\theta = 90^\circ$ untersucht worden.

benötigten Magnetfeldstärken zu bestimmen. Die SQUID-Messungen der verschiedenen Winkel sind in Abb. 6.2.9a dargestellt. Für $\phi = 45^\circ$, $\phi = 90^\circ$ und die polare ($\theta = 0^\circ$) Hysterese wird die Sättigungsmagnetisierung bei einer externen Magnetfeldstärke von unter 10 000 Oe erreicht. Zudem haben diese drei Kurven dreieckige Öffnungen, die im Inset zu erkennen sind. Eine mögliche Ursache solcher Dreiecke ist das Vorhandensein von zwei magnetischen Phasen, wie sie von Torrejón *et al.* [216] experimentell in Mikrodrähten bestimmt und von Raghunathan *et al.* [217] theoretisch berechnet worden sind. Im Gegensatz zu diesen drei Hysteresen beträgt die Knickfeldstärke bei $\phi = 0^\circ$, also in Richtung der Projektion der geneigten, säulenartigen Strukturen auf die Oberfläche 19 100 Oe, und ist damit mehr als doppelt so groß wie in die anderen Richtungen. Damit handelt es sich bei einem Winkel von $\phi = 0^\circ$ um die schwere Richtung.

Während der Aufnahme der Ummagnetisierungskurven mittels magnetooptischer Magnetometrie bei $\theta = 90^\circ$ beträgt die externe Magnetfeldstärke maximal 3200 Oe. Für die Winkel $\phi = 45^\circ$ und $\phi = 90^\circ$ ist damit nahezu die Sättigungsmagnetisierung erreicht. Da dies bei $\phi = 0^\circ$ nicht zutrifft, wird betrachtet, ob sich die Hysterese verändert, wenn die Probe nicht gesättigt wird.²⁰ Dies ist in Abb. 6.2.9b dargestellt. Die maximal angelegte Magnetfeldstärke beträgt dabei 3500 Oe, 5000 Oe und 30 000 Oe. Die Form der Hysterese sowie die Öffnung ändern sich dabei nicht. Bei den hier gezeigten Hysteresen ist der Anstieg²¹ entsprechend korrigiert worden, damit er mit dem Anstieg der gesättigten Hysterese übereinstimmt. Wenn dies nicht geschieht, ändert sich die Koerzitivfeldstärke von 762 Oe auf 808 Oe. Das entspricht einer Erhöhung von etwa 6 %. Daher kann auch bei 3200 Oe und $\phi = 0^\circ$ eine sinnvolle Hysterese aufgenommen und ausgewertet werden. Für alle anderen Winkel ist der Einfluss der nicht vollständig erreichten Sättigungsmagnetisierung geringer.

Da die SQUID-Messungen gezeigt haben, dass die schwere Richtung bei $\phi = 0^\circ$ liegt, wird jetzt betrachtet, ob es sich dabei um die Richtung parallel zur Oberfläche oder um eine andere

²⁰ also ein „minor loop“ gemessen wird

²¹ Alle gemessenen Hysteresen sind mit einem diamagnetischen Untergrundsignal überlagert, dass linear abgezogen wird. Im Fall einer voll ausgesteuerten ferromagnetischen Ummagnetisierungsschleife werden dafür die Sättigungsbereiche herangezogen.

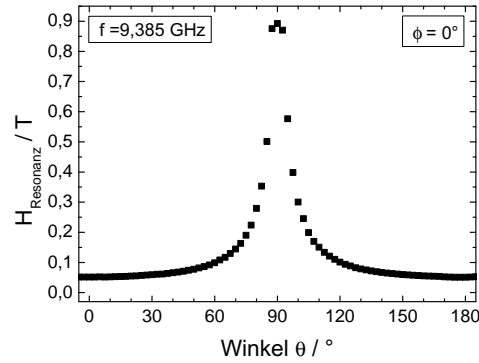


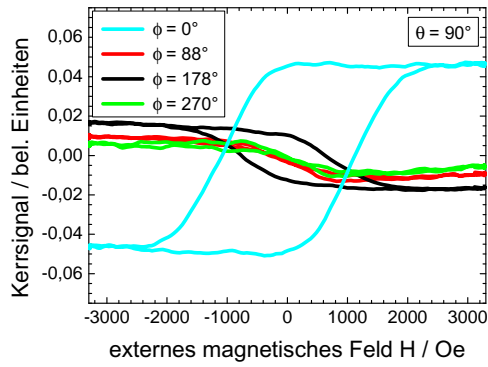
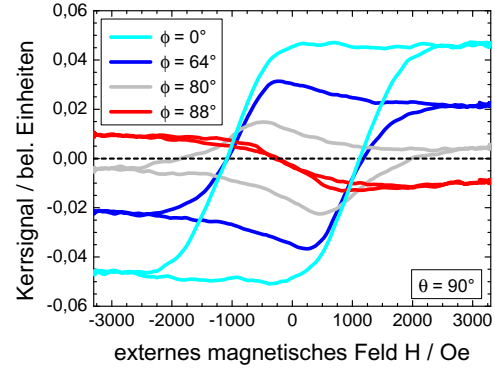
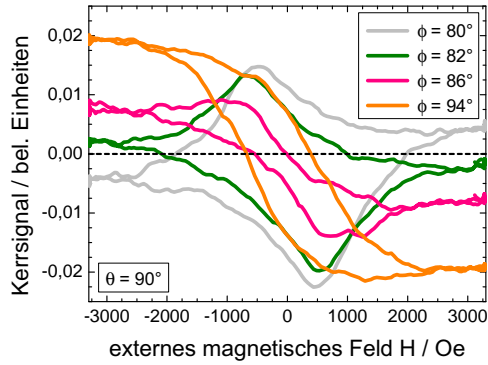
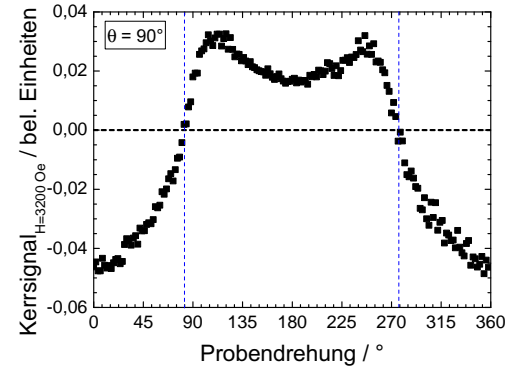
Abbildung 6.2.10: FMR-Messung der Winkelabhängigkeit von H_{Resonanz} , wobei $\phi = 0^\circ$ gilt und θ variiert wird. H_{Resonanz} gibt das Feld an, bei dem eine resonante Absorption stattfindet. Die verwendete Frequenz beträgt 9,385 GHz. Der Peak gibt die schwere Richtung an.

Richtung in der von $\phi = 0^\circ$ und der polaren Richtung ($\theta = 0^\circ$) aufgespannten Ebene handelt. Dies geschieht mittels ferromagnetischer Resonanz (FMR). Bei einer FMR-Messung präzediert die Magnetisierung um das äußere effektive Magnetfeld²². Die Anregung erfolgt aufgrund einer eingekoppelten Mikrowelle, wobei bei einem Feld H_{Resonanz} eine resonante Absorption stattfindet. In Abhängigkeit der Anisotropie verändert sich dieses Feld, so dass die schweren Richtungen/Symmetrien bestimmt werden können. Die Winkelabhängigkeit von H_{Resonanz} in der von $\phi = 0^\circ$ und $\theta = 0^\circ$ aufgespannten Ebene ist in Abb. 6.2.10 dargestellt, wobei die verwendete Frequenz 9,385 GHz betragen hat. Damit erfolgt eine Variation von θ , während $\phi = 0^\circ$ gilt. Bei $\theta = 90^\circ$ ist ein Peak vorhanden, wobei dieser Winkel in der Probenebene liegt. Die Position dieses Peaks gibt dabei die schwere Richtung an [218, 219], so dass diese in der Probenebene ($\theta = 90^\circ$) bei $\phi = 0^\circ$ liegt. Eine zweite magnetische Phase ist nicht zu sehen, doch kann eine Überlagerung nicht ausgeschlossen werden. Bei $\phi = 90^\circ$ und einer Variation von θ zeigt die FMR-Messung keine schweren Richtungen.²³ Aufgrund der ähnlichen SQUID-Kurven für $\theta = 0^\circ$ und $\theta = 90^\circ$, $\phi = 90^\circ$ (Abb. 6.2.9a) ist diese auch nicht erwartet worden.

Zur weiteren Untersuchung der Anisotropie ist die Winkelabhängigkeit der Hysteresen mittels MOKE aufgenommen worden. Diese sind in Abb. 6.2.11a bis Abb. 6.2.11c dargestellt. Die gleichen Farben der MOKE-Hysteresen zeigen, dass es sich um die gleichen Winkel handelt. Bei einer Rotation der Probe von $\phi = 0^\circ$ auf $\phi = 178^\circ$ verringert sich sowohl das Sättigungssignal als auch die Koerzitivfeldstärke (Abb. 6.2.11a). Zudem hat das Kerrsignal sein Vorzeichen gewechselt, so dass es jetzt bei positiven Feldstärken negativ ist. Da das externe Magnetfeld entlang der gleichen Achse variiert wird, handelt es sich um den gleichen Ummagnetisierungsvorgang. Daher sollte die Hysterese die gleiche Form haben. Der Vorzeichenwechsel des Kerrsignals und die Änderung der Hysteresenform weisen auf zusätzliche magneto-optische Effekte hin. Bei einer Rotation der Strukturen um $\phi = \pm 90^\circ$ weisen die Hysteresen ($\phi = 88^\circ$ und $\phi = 270^\circ$) erneut ein geringeres Sättigungssignal auf. Es sind beide Hysteresen identisch, da beide Richtungen senkrecht zur Projektion der säulenartigen Strukturen auf die Oberfläche liegen. Für diese Winkel sollte

²² Dieses setzt sich aus dem äußeren angelegten Magnetfeld, der Magnetfeldkomponente der eingekoppelten Mikrowelle und Anisotropiefeldern zusammen [218].

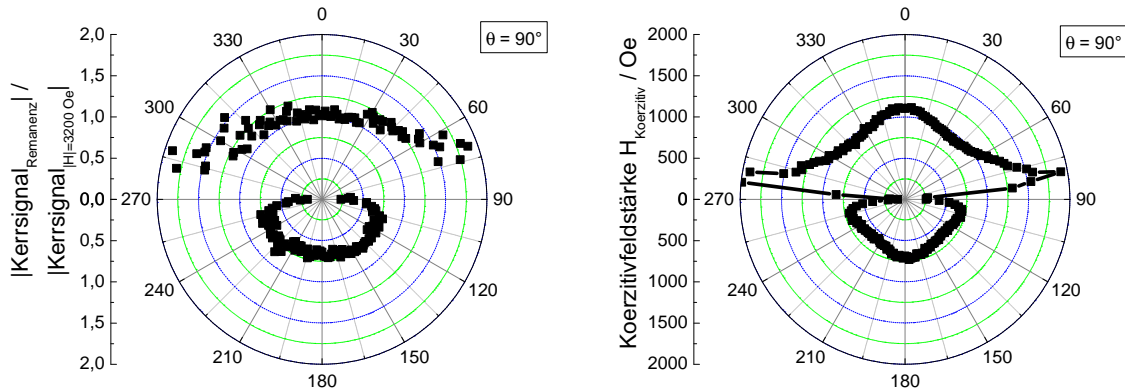
²³ Es handelt sich um die Ebene senkrecht zur gerade gezeigten.

(a) Hysteresen eines Rotationsscans, wobei $\theta = 90^\circ$ beträgt.(b) Hysteresen eines Rotationsscans, wobei $\theta = 90^\circ$ beträgt.(c) Hysteresen eines Rotationsscans, wobei $\theta = 90^\circ$ beträgt.(d) Kerrsignal bei einer externen Feldstärke von 3200 Oe und $\theta = 90^\circ$. Die blaue Linie zeigt den Vorzeichenwechsel.**Abbildung 6.2.11:** Hysteresen eines Rotationsscans ((a) bis (c)) sowie Winkelabhängigkeit des Kerrsignals bei 3200 Oe (d). Dabei beträgt $\theta = 90^\circ$, während ϕ variiert wird.

das gemessene Sättigungs-Kerrsignal nicht niedriger sein, da die Strukturen entsprechend den SQUID-Messungen in diese Richtung nahezu gesättigt werden können.

Da sich die Koerzitivfeldstärke, das Sättigungssignal und das Vorzeichen des Kerrsignals ändern, wird der Winkelbereich von $\phi = 0^\circ$ bis $\phi = 88^\circ$ in Abb. 6.2.11b näher betrachtet. Bei einer Rotation von $\phi = 0^\circ$ auf $\phi = 80^\circ$ sinkt das Sättigungssignal und die Form der Hysterese entspricht der in Abb. 6.2.5d gezeigten. Dabei hat es sich dort um eine Komponente der Magnetisierung gehandelt, welche senkrecht zum angelegten externen Magnetfeld ist. Es könnte sich demnach hier bei dieser Hysterese auch um eine Komponente senkrecht zum angelegten Feld handeln. Diese Komponente ist hier aber senkrecht zur ϕ -Ebene, das heißt bei $\theta = 0^\circ$ und somit senkrecht zur Oberfläche, da das gemessene Kerrsignal s_{Kerr} die Magnetisierungskomponenten m_x und m_z enthält.²⁴

²⁴ Siehe Gleichung 6.2.6 zusammen mit Gleichung 6.2.4 und Gleichung 6.2.2. Zur Messung ist s-polarisiertes Licht verwendet worden.



(a) Verhältnis vom Betrag des remanenten Kerrsignals zum Betrag des Kerrsignals bei einer Feldstärke von 3200 Oe. Der variierte Winkel ist ϕ , während $\theta = 90^\circ$ ist.
 (b) Koerzitivfeldstärke. Der variierte Winkel ist ϕ , während $\theta = 90^\circ$ ist.

Abbildung 6.2.12: Polardiagramme der Winkelabhängigkeit des Verhältnisses vom Betrag des remanenten Kerrsignals zum Betrag des Kerrsignals bei einer Feldstärke von 3200 Oe (a) sowie der Koerzitivfeldstärke (b). Dabei beträgt $\theta = 90^\circ$, während ϕ variiert wird. Die Richtung der geneigten Strukturen ist dabei entlang $\phi = 0^\circ$.

In Abb. 6.2.11c ist die Änderung des Vorzeichens des Kerrsignals anhand einiger Hysteresen genauer dargestellt. Es erfolgt ein Wechsel der dominierenden Magnetisierungskomponente von der z-Richtung (m_z) bei $\phi = 80^\circ$ zur Magnetisierungskomponente in x-Richtung (m_x) bei $\phi = 94^\circ$, wobei sich zwangsläufig die Koerzitivfeldstärke ändert, da beide Komponenten eine unterschiedliche Koerzitivfeldstärke haben können. Die Koerzitivfeldstärken können sich zudem aufgrund einer magnetischen Anisotropie bei einer Änderung von ϕ ändern.

Der Vorzeichenwechsel des Kerrsignals wird bei einer Betrachtung des Kerrsignals bei einer Feldstärke von 3200 Oe²⁵ als Funktion von ϕ deutlich (Abb. 6.2.11d). Der Vorzeichenwechsel wird durch die blauen Linien angezeigt. Diese Kurve ist axialsymmetrisch zu $\phi = 178^\circ$ beziehungsweise $\phi = 0^\circ$, was der Richtung der geneigten, säulenartigen Strukturen entspricht. Würde das Kerrsignal nur einen Beitrag von m_x enthalten und könnte man die Probe für alle ϕ sättigen, würde man in dieser Darstellung eine waagerechte Linie erwarten.

Das Verhältnis vom Betrag des remanenten Kerrsignals zum Betrag des Kerrsignals bei einer Feldstärke von 3200 Oe für verschiedene Ummagnetisierungsrichtungen ϕ ist in Abb. 6.2.12a dargestellt. Da das Kerrsignal bei 3200 Oe für den Winkelbereich um $\phi = 82^\circ$ und $\phi = 278^\circ$ gegen Null geht, divergiert dieser Quotient. Dabei handelt es sich nicht genau um die Richtung senkrecht zu den Strukturen, sondern ϕ ist jeweils 8° in Richtung $\phi = 0^\circ$ verschoben.²⁶ Damit tritt hier eine etwas andere Symmetrie im Vergleich zu den anderen Messgrößen auf. So hat die Koerzitivfeldstärke (genau wie das remanente Kerrsignal) das Minimum bei $\phi = 90^\circ$ und bei $\phi = 270^\circ$, was genau senkrecht zur Projektion der Säulen auf die Oberfläche ist. Die Koer-

²⁵ Da die Strukturen bei $\phi = 0^\circ$ entsprechend den SQUID-Kurven für diese Feldstärken nicht gesättigt sind, wird hier eine Feldstärke genannt. Wenn die Sättigung für alle ϕ vorhanden wäre, würde es sich um das Sättigungssignal handeln.

²⁶ Die Ursache dafür könnte die noch nicht hundertprozentig erreichte Sättigungsmagnetisierung sein, wie in den SQUID-Hysteresen (Abb. 6.2.9a) zu erkennen ist.

zitivfeldstärke (Abb. 6.2.12b) zeigt einen ähnlichen Verlauf wie der Quotient aus dem Betrag des remanenten Kerrsignals zum Betrag des Kerrsignals bei einer Feldstärke von 3200 Oe. Das Maximum der Koerzitivfeldstärke liegt bei $\phi = 80^\circ$ und $\phi = 276^\circ$, was dem Nulldurchgang des Kerrsignals bei 3200 Oe entspricht. Die hier auftretenden unterschiedlichen Koerzitivfeldstärken bei $\phi = 0^\circ$ und $\phi = 180^\circ$ sind auch von Tang *et al.* [220] beobachtet worden. Dabei sind geneigte Säulen aus Kobalt²⁷ untersucht worden, wobei die Schichtdicke mit 300 nm deutlich größer als die hier untersuchte ist. Diese Asymmetrie der Koerzitivfeldstärke ist mit den beiden Magnetisierungs-komponenten m_x und m_z erklärt worden, die für $\phi = 0^\circ$ und $\phi = 180^\circ$ unterschiedlich große Beiträge liefern. Tang *et al.* haben daher die gegenüberliegenden Hysteresen²⁸ addiert und subtrahiert. Anschließend haben sie der Summe die longitudinale (m_x) und der Differenz die polare (m_z) Magnetisierungskomponente zugeordnet. Damit ist die aus der Summe bestimmte Koerzitivfeldstärke symmetrisch. Eine genaue Betrachtung der nach der Differenzbildung erhaltenen Hysteresen zeigt, dass die Sättigungsbereiche nicht auf einer Höhe (bei Null) liegen. Wenn es sich um die polare Komponente handeln würde, müsste dies zutreffen. So ist in dieser Arbeit bei einem planaren Film die senkrecht zum Magnetfeld befindliche Komponente abgebildet worden (Abb. 6.2.5d). Nachdem die Magnetisierung in Feldrichtung gesättigt worden ist (Abb. 6.2.5c), ist die transversale Komponente Null. Da bei Tang *et al.* diese Komponente für große Feldstärken nicht Null wird, lässt sich die Schlussfolgerung, dass es sich um die polare Komponente handelt, nicht nachvollziehen. Daher wird dieser Ansatz der Auswertung hier nicht verfolgt.

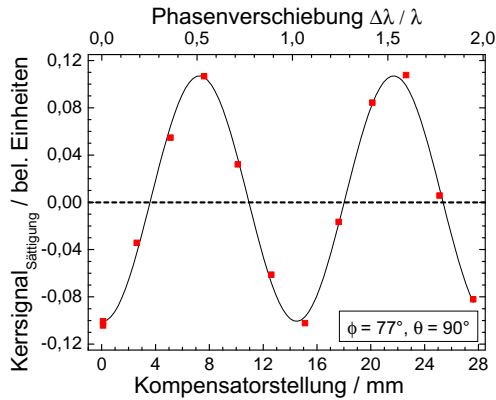
Aufgrund der optischen Anisotropie lässt sich aus der MOKE-Messung nicht die schwere Richtung bestimmen. Daher wird diese optische Anisotropie im folgenden betrachtet. Zunächst wird dafür ein Soleil-Babinet-Kompensator in den Strahlengang des Lasers²⁹ gebracht, der eine zusätzliche Phasenverschiebung bewirkt. Die Messung erfolgt bei einem Rotationswinkel von $\phi = 77^\circ$, da bei diesem Winkel ein Wechsel des Vorzeichens des Kerrsignals aufgetreten ist. Zudem ist die externe Magnetfeldstärke ausreichend, um die Strukturen für diesen Winkel fast vollständig zu sättigen, wie sich aus den SQUID-Messungen ergeben hat. Anschließend wird der Rotationswinkel von $\phi = 0^\circ$ betrachtet, da die Projektion der Strukturen auf die Oberfläche parallel dazu verläuft.

Das Sättigungssignal in Abhängigkeit der Phasenverschiebung durch den Kompensator ist in Abb. 6.2.13a dargestellt. Der Feldwinkel der Ummagnetisierung beträgt $\phi = 77^\circ$. Eine Veränderung der Kompensatorstellung und damit der Phasenverschiebung bewirkt eine sinusförmige Modulation des Sättigungssignals und daher einen Vorzeichenwechsel. Die Modulation des Sättigungssignals tritt unabhängig von optischen Anisotropien bei magnetischen Schichten auf [221]. Dabei sollten sich die Form der Hysterese und die Koerzitivfeldstärke nicht ändern [210]. Daher sind in Abb. 6.2.13b einige zu Abb. 6.2.13a gehörende Hysteresen dargestellt. Neben dem Vorzeichenwechsel des Sättigungssignals ist auch eine Veränderung der Form und der Koerzitivfeldstärke vorhanden. Die Änderung der Hysteresenform sieht wieder nach einem Wechsel des Beitrags der Magnetisierungskomponenten m_x und m_z zum Kerrsignal aus. Da bei $\phi = 0^\circ$ und $\phi = 180^\circ$ Maxima in der Koerzitivfeldstärke vorhanden sind, aber die Hysteresen eine unterschiedliche Form und unterschiedliche Koerzitivfeldstärken trotz eines gleichen Ummagnetisierungsprozesses besitzen, werden in Abb. 6.2.13c die Hysteresen für $\phi = 0^\circ$ bei verschiedenen Kompensatorverzögerungen betrachtet. Genau wie bei $\phi = 77^\circ$ verändern sich die Koerzitiv-

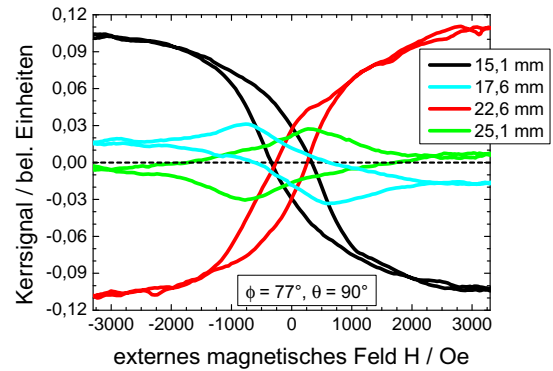
²⁷ Diese Kobalt-Säulen haben einen Winkel von 45° zur Oberflächennormalen.

²⁸ also $\phi = 0^\circ$ und $\phi = 180^\circ$, $\phi = 90^\circ$ und $\phi = 270^\circ$, ...

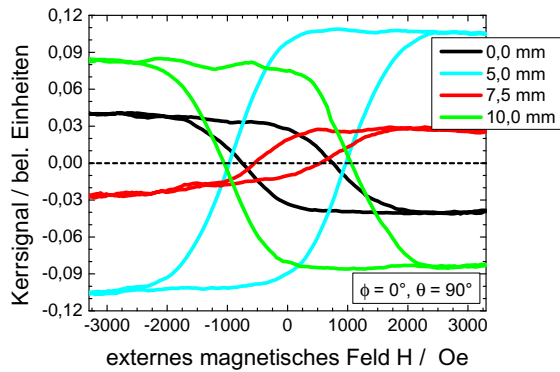
²⁹ Die Wellenlänge λ des Lasers beträgt 470 nm.



(a) Sättigungssignal in Abhängigkeit der Phasenverschiebung des Kompensators bei $\phi = 77^\circ$ und $\theta = 90^\circ$.



(b) Hysteresen bei Verwendung eines Kompensators und verschiedenen Phasenverschiebungen bei $\phi = 77^\circ$ und $\theta = 90^\circ$.



(c) Hysteresen bei Verwendung eines Kompensators und verschiedenen Phasenverschiebungen bei $\phi = 0^\circ$ und $\theta = 90^\circ$.

Abbildung 6.2.13: Veränderung der Hysteresen bei Verwendung eines Kompensators und konstanter Probenrotation. Bei $\phi = 77^\circ$ und $\theta = 90^\circ$ ist das Sättigungssignal in Abhängigkeit der Phasenverschiebung in (a) mit einigen dazugehörigen Hysteresen in (b) dargestellt. Die Veränderung der Hysteresen bei $\phi = 0^\circ$ und $\theta = 90^\circ$ in Abhängigkeit der Phasenverschiebung des Kompensators ist in (c) gezeigt.

feldstärke, die Form und die Amplitude des Sättigungssignals der Hysteresen in Abhängigkeit der Phasenverschiebung. Wenn eine Phasenverschiebung durch einen Kompensator das Gleiche wie eine Rotation der Probe³⁰ bewirkt, müssen diese Hysteresen den bei $\phi = 0^\circ$ und $\phi = 178^\circ$ gemessenen aus Abb. 6.2.11a entsprechen. Ein Vergleich mit diesen Kurven zeigt, dass jeweils die cyanfarbenen und die schwarzen Hysteresen einander entsprechen.³¹ Das entsprechende Verhältnis³² des Kerrsignals bei 3200 Oe beträgt bei einer Rotation der Strukturen 0,36, während

³⁰ ϕ variieren

³¹ also $\phi = 0^\circ$ und 5,0 mm; sowie $\phi = 178^\circ$ und 0,0 mm

³² Hier wird jeweils der Betrag des Werts der schwarzen durch den Betrag des Wertes der cyanfarbenen Kurve geteilt.

es bei einer Phasenverschiebung 0,38 beträgt. Ebenso ist das Verhältnis der Koerzitivfeldstärken mit 0,63 für die Rotation der Strukturen in der gleichen Größenordnung wie bei einer Phasenverschiebung, wo es 0,77 ist. Damit hat eine Rotation der Strukturen von $\phi = 0^\circ$ auf $\phi = 178^\circ$ den gleichen Effekt wie eine Phasenverschiebung durch einen Kompensator um $1/3$ -Laserwellenlänge. Da sich die Form der Hysteresen bei Einsatz eines Kompensators ändert, besteht der Kerr-Vektor Φ_{tot} aus mehreren Komponenten (siehe Abb. 6.2.1c, sowie Gleichung 6.2.5). Diese haben unterschiedliche Kerr-Phasen δ (Abb. 6.2.1c), die bei einer Änderung des Projektionswinkels ψ durch den Kompensator nach Gleichung 6.2.6 zu einem veränderten Kerrsignal gewichtet werden. Mögliche Ursachen für das Vorhandensein von mehreren Kerr-Vektoren sind:

1. Das Vorhandensein zweier „magnetischer Phasen“ mit unterschiedlichen magnetischen Eigenschaften ((Form-)Anisotropie, magnetostatische Kopplung und Austauschkopplung). Dabei könnte es sich zum Beispiel um die isolierten Säulen als erste und die zusammenhängenden Bereiche als zweite Phase handeln. Bei Verwendung eines planaren Substrats haben diese Säulen größtenteils einen Abstand von weniger als 5 nm, aber es existieren nahezu keine zusammenhängenden Säulen, weswegen es nur eine Phase gibt. Auf einem vorstrukturierten Substrat sind sowohl isolierte als auch zusammenhängende Säulen vorhanden. Diese wachsen bei einer erhöhten Menge von deponiertem Eisen nur teilweise zusammen. So sind einige Säulen zum Teil über ihre gesamte Länge miteinander verbunden, aber es sind immer noch separate Säulen vorhanden. Eine weitere Möglichkeit einer zweiten Phase wäre das Eisenoxid, dessen Anteil bei den Säulen auf der planaren Oberfläche deutlich größer ist.
2. Die Kerr-Vektoren, die aus den Magnetisierungskomponenten m_x und m_z resultieren, haben unterschiedliche Kerr-Phasen.³³

Wenn der Lichteinfall des Lasers senkrecht zur Oberfläche (anstatt mit einem Winkel wie bisher) wäre, könnte die Magnetisierungskomponente m_z direkt gemessen werden, da es bei dieser Geometrie keine Sensitivität bezüglich der Magnetisierungskomponenten in der Ebene (m_x und m_y) gibt. Der Ummagnetisierungsprozess würde sich nicht ändern, da die Richtung des extern angelegten Magnetfeldes nicht verändert wird. Da diese Messmethode nur auf m_z sensitiv ist, wäre kein Wechsel der gemessenen Magnetisierungskomponenten möglich. Eine Aufnahme der Ummagnetisierungskurven für das Azimutalwinkelintervall $\phi = [0^\circ, 360^\circ]$ würde demnach zeigen, wann sich die Magnetisierung aus der ϕ -Ebene (Oberfläche) dreht. Zudem könnte so entschieden werden, für welche Winkel ϕ m_z dominiert. Bei schrägem Lichteinfall kann nur festgestellt werden, für welche Winkel ϕ das Kerrsignal von m_z dominiert, da das Kerrsignal von m_z bei verschiedenen Winkeln größer oder kleiner ist. Das bedeutet nicht, dass es keine Magnetisierungskomponente m_x gibt. Der Kerr-Vektor dieser könnte nur nahezu senkrecht zur Projektionsachse liegen und somit keinen signifikanten Beitrag zum Kerrsignal liefern. Bei der bisher erfolgten Messung ist es wahrscheinlich, dass die Ummagnetisierung bei einigen Winkeln (zum Beispiel $\phi = 80^\circ$) hauptsächlich über eine Drehung aus der ϕ -Ebene heraus erfolgt. Es kann aber nicht ausgeschlossen werden, dass diese Hysteresen ihre Form nur aufgrund der Wichtung der Komponenten erhalten.³⁴ Wenn nur m_z gemessen wird, kann dies ausgeschlossen werden. Ein zusätzliches Einbringen eines Soleil-Babinet-Kompensators in den Strahlengang des Lasers bei senkrechtem Lichteinfall ermöglicht die Überprüfung der Existenz zweier Phasen. Diese

³³ Dafür sind in der Literatur keine Beispiele gefunden worden.

³⁴ Das hieße, dass es sich um einen rein magnetooptischen Effekt handelt.

Überlegung der zwei Phasen resultiert aus den in den SQUID-Hysteresen enthaltenen Dreiecken (vergleiche Inset Abb. 6.2.9a). Wenn sich bei einer Phasenverschiebung durch den Kompensator nur die Amplitude, aber nicht die Form (inklusive der Koerzitivfeldstärke) ändert, existiert nur eine Phase, die eine Magnetisierungskomponente in z-Richtung (m_z) besitzt. Falls die Änderung der Hysteresenform nur aufgrund der unterschiedlichen Kerrwinkel δ_i von m_x und m_z und ihrer verschiedenen Wichtung für verschiedene Phasenverschiebungen vorhanden ist, tritt keine Änderung der Hysteresenform auf, da diese Geometrie nicht sensitiv auf m_x ist.

6.2.4 Vergleich der magnetischen Eigenschaften der geneigten Strukturen auf dem planaren und dem vorstrukturierten Substrat

Im letzten Abschnitt konnte gezeigt werden, dass die in Depositionsrichtung geneigten Eisenstrukturen eine starke Anisotropie aufweisen. Da die Strukturen, welche auf einem planaren Substrat entstehen, deutlich kleiner³⁵ sind, aber eine höhere Dichte aufweisen (vergleiche Abschnitt 6.1), werden auch diese hinsichtlich einer optischen Anisotropie untersucht.

Dafür werden die Hysteresen der in Abb. 6.1.1e und Abb. 6.1.1f gezeigten Strukturen betrachtet. Dabei beträgt die auf der Oberfläche vorhandene Eisenmenge 60 % der im vorangegangenen Abschnitt untersuchten.³⁶ Bei Verwendung eines vorstrukturierten Substrats (Abb. 6.2.14a) zeigt sich das gleiche Verhalten, was auch für die höhere Eisenmenge aufgetreten ist. Das Vorzeichen des Kerrsignals ändert sich in Abhängigkeit des Rotationswinkels ϕ der Probe. Daher weisen die Hysteresen die gleiche Veränderung der Form wie die in Abb. 6.2.11c gezeigten auf (Abb. 6.2.14a).

Obwohl die geneigten Strukturen auf dem flachen Substrat deutlich kleiner sind und dichter stehen, hat dies keine Veränderung der Hysteresen zur Folge (Abb. 6.2.14b). Genau wie beim vorstrukturierten Substrat ist ein Vorzeichenwechsel des Kerrsignals vorhanden.

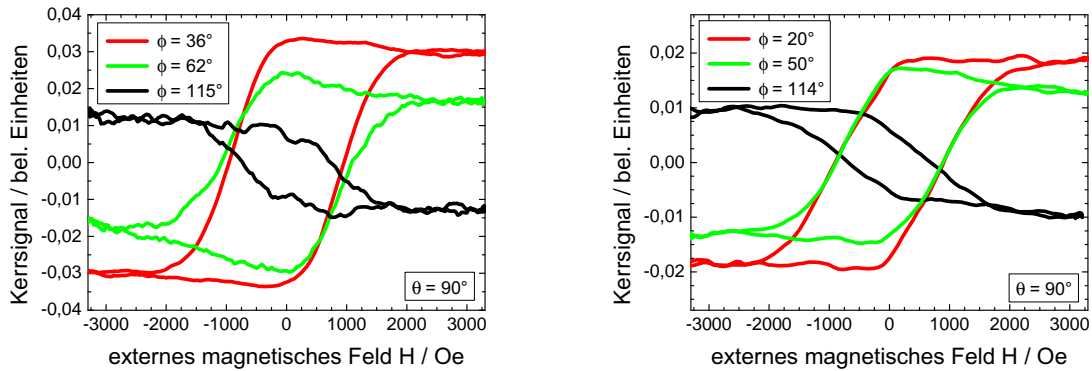
Die magnetooptischen Eigenschaften sind demnach nicht durch die Strukturgröße oder das Substrat selbst bedingt, sondern sind nur aufgrund der Neigung der Strukturen vorhanden. Da die magnetooptischen Effekte nicht durch die Strukturgröße verändert worden sind, werden die SQUID-Messungen dieser geneigten Strukturen betrachtet, um eine Änderung der magnetischen Eigenschaften zu untersuchen. Bei allen geneigten Strukturen befindet sich die schwere Richtung entlang der Projektion der Säulenrichtung auf die Oberfläche ($\phi = 0^\circ$). Die Knickfeldstärke³⁷ beträgt bei Verwendung des planaren Substrats 18 700 Oe, bei der gleichen Materialmenge auf dem vorstrukturierten Substrat 18 800 Oe und für die Säulen auf dem vorstrukturierten Substrat mit der höheren Eisenmenge 19 100 Oe. Damit ist sie im Rahmen der Messgenauigkeit für alle geneigten Strukturen gleich groß und es gibt keinen Einfluss der Strukturgröße. Für $\theta = 90^\circ$ mit $\phi = 45^\circ$ und $\phi = 90^\circ$ sowie die Richtung senkrecht zur Oberfläche ($\theta = 0^\circ$) sind die dreieckigen Öffnungen der Hysterese, wie sie im Inset in Abb. 6.2.9a zu erkennen waren, auch für diese Strukturen vorhanden. Dabei sind die dreieckigen Öffnungen für die Säulen auf dem planaren Substrat deutlich kleiner. Die Ursache dafür könnten die nahezu vollständig fehlenden zusammenhängenden Bereiche sein, wodurch nur eine Phase vorhanden ist.

Die Verwendung eines vorstrukturierten Substrats beeinflusst bei einer anschließenden Depo-

³⁵ Die Länge der geneigten Strukturen beträgt 53 nm auf dem vorstrukturierten Substrat, während sie auf dem planaren Substrat 34 nm ist.

³⁶ Wenn es ein geschlossener planarer Film wäre, hätte er eine Dicke von 6 nm. Im Gegensatz dazu hätte die Dicke der im vorangegangenen Abschnitt untersuchten Strukturen 10 nm betragen.

³⁷ Dies wird über den Schnittpunkt des Anstiegs der Hysterese mit der Sättigungsmagnetisierung bestimmt.



(a) Hysteresen eines Rotationsscans der geneigten Strukturen auf einem vorstrukturiertem Substrat bei $\theta = 90^\circ$. (b) Hysteresen eines Rotationsscans der geneigten Strukturen auf einem planaren Substrat bei $\theta = 90^\circ$.

Abbildung 6.2.14: Vergleich der Hysteresen eines Rotationsscans der geneigten Strukturen auf einem vorstrukturierten (a) und einem planaren (b) Substrat bei $\theta = 90^\circ$. Die Eisenmenge beträgt 60 % der im vorangegangenen Abschnitt untersuchten Eisenmenge.

sition unter 85° demnach nur die Strukturgröße und die Dichte der Strukturen, während die magnetischen und magnetooptischen Eigenschaften bis auf die dreieckigen Öffnungen der SQUID-Kurven unverändert bleiben. Bei einer Deposition unter einem Winkel von 85° zur Oberflächennormalen entstehen magnetisch und magnetooptisch interessante Strukturen, die folgende systematische Untersuchungen notwendig machen.

7 Zusammenfassung

In dieser Arbeit ist die Bildung von selbstorganisierten Nanostrukturen auf Galliumantimonid und Germanium durch Ionenbeschuss untersucht worden. Zudem sind die erhaltenen Lochstrukturen als Template für Silber- und Eisenschichten verwendet worden.

Bei einer Bestrahlung von Galliumantimonid mit Ar^+ -Ionen einer Energie von 700 eV bilden sich unter Verwendung eines breiten, stehenden Ionenstrahls die in Abb. 7.0.1a gezeigten Punktstrukturen. Wenn Germanium mit einem rasternden, fokussierten Ga^+ -Ionenstrahl einer Energie von 5 keV unter senkrechtem Ioneneinfall bestrahlt wird, bilden sich Lochstrukturen (Abb. 7.0.1b). Dabei handelt es sich um das inverse Muster der auf GaSb entstehenden Punktstrukturen, das heißt, beide Muster besitzen die gleiche hexagonale Nahordnung. Somit haben die Punktstrukturen und die Lochstrukturen sechs nächste Nachbarn. Weiterhin ist die Substruktur identisch, so dass sich um eine einzelne Punktstruktur (Lochstruktur) jeweils sechs Vertiefungen (Erhebungen) befinden. Eine weitere Gemeinsamkeit dieser Strukturen ist der Anstieg der Ordnung mit der Fluenz sowie ein Anstieg der Strukturhöhe mit der Ionenenergie. Die Ordnung sättigt für hohe Fluenzen, da die Anzahl der Defekte nicht weiter reduziert werden kann. Die erhaltenen Strukturen sind jeweils einkristallin, wobei die Orientierung der des Substrats entspricht. Der obere Bereich ist durch die Ionenbestrahlung amorphisiert worden. Die Dicke der amorphen Schicht hängt von der Ionenenergie ab und ist demzufolge bei den Lochstrukturen größer, da sich diese erst bei höheren Ionenenergien bilden. Bei der Bestrahlung von GaSb reichert sich Gallium (aus den GaSb) in der oberflächennahen Schicht an, genau wie bei der Bestrahlung von Germanium, wo Gallium (aus dem Ionenstrahl) in der amorphen Schicht vorhanden ist. Die Kristallorientierung hat keinen Einfluss auf den Musterbildungsprozess. So ist im Rahmen dieser Arbeit neben dem kristallinen auch zuvor amorphisiertes Germanium als Substrat verwendet

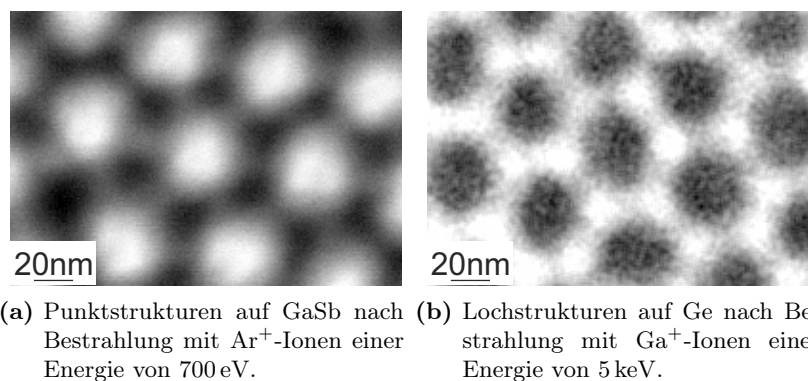


Abbildung 7.0.1: REM-Aufnahmen der nach Bestrahlung unter senkrechtem Ioneneinfall auf Galliumantimonid (a) und Germanium (b) entstandenen Strukturen. Für die Bestrahlung des Galliumantimonids ist ein stehender, breiter Ionenstrahl, und für die Bestrahlung des Germaniums ein rasternder, fokussierter Ionenstrahl verwendet worden. Die Bildbreite beträgt 200 nm.

worden.

Im Gegensatz zum GaSb sinkt die charakteristische Länge mit der Ionenenergie bei der Bestrahlung von Ge. Somit bleibt das Aspektverhältnis der Punktstrukturen etwa konstant, während das der Lochstrukturen ansteigt. Bei einer Energie von 3 keV wird die Germaniumoberfläche geglättet, selbst wenn diese vorstrukturiert worden ist. Bei einer Erhöhung des Flusses um eine Größenordnung steigt das Aspektverhältnis der Punktstrukturen von 1,0 auf 1,4 an, wohingegen die Ordnung sinkt. Weiterhin führt ein Anstieg der Temperatur zu einer Anordnung der Punktstrukturen entlang von Ketten, so dass sich zwei charakteristische Längen ausbilden. Diese Flussabhängigkeit kann bei der Bestrahlung von Ge nicht beobachtet werden, obwohl der Fluss über vier Größenordnungen verändert worden ist. Damit ist keine explizite Flussabhängigkeit des Musterbildungsprozesses auf Ge vorhanden. Das Rastern des Ionenstrahls bei der Bestrahlung von Ge hat ebenfalls keinen Einfluss auf den Musterbildungsprozess, obwohl die einzelnen Bereiche zeitlich entkoppelt bestrahlt werden. Eine Erhöhung des Flusses im FIB bewirkt eine leichte Verringerung der Ordnung, was auf eine erhöhte Temperatur zurückzuführen ist.

Die Winkelabhängigkeit der sich bildenden Strukturen auf Ge und GaSb sowie das unterschiedliche Aspektverhältnis zeigen, dass es sich um verschiedene Bildungsmechanismen handelt. So entstehen bei der Bestrahlung von GaSb unter schrägem Ioneneinfall geneigte Punktstrukturen, deren Höhe im Vergleich zum senkrechten Ioneneinfall zunimmt. Für hohe Winkel bilden sich Rippel parallel zur Projektionsrichtung des Ionenstrahls auf die Oberfläche. Im Gegensatz dazu findet keine Neigung der Lochstrukturen in Richtung des Ionenstrahls statt, sondern es bilden sich neue Strukturtypen. Dabei handelt es sich um eine Anordnung der miteinander verbundenen Lochstrukturen senkrecht, und mit weiter steigendem Einfallswinkel parallel, zur Einfallrichtung der Ionen. Die Amplitude sinkt mit steigendem Einfallswinkel deutlich ab, so dass sich für große Winkel keine Strukturen auf der Oberfläche bilden.

Dieses unterschiedliche Verhalten mit dem Ioneneinfallswinkel und der Energie zeigt, dass die Strukturbildung durch materialspezifische Parameter des Festkörpers bestimmt wird. Der Musterbildungsprozess auf GaSb wird von den unterschiedlichen Sputterausbeuten von Gallium und Antimon bestimmt. Die Anreicherung der Komponente mit der geringeren Sputterausbeute ermöglicht eine Abschattung des darunter befindlichen Bereichs und entsprechend hohe Aspektverhältnisse. Für senkrechten Ioneneinfall ist die Höhe der Punktstrukturen bei einer Ionenenergie und Fluenz für die höchste Ordnung am kleinsten (siehe Abschnitt 3.4.2). Die Ursache dafür ist eine stärkere Redeposition, da die Punktstrukturen bei einer hohen Ordnung dichter stehen und die Redeposition am effektivsten ist, da dann die Täler am nächsten sind. Diese erhöhte Redeposition führt zu einer stärkeren Dämpfung und somit zu einer geringeren Höhe. Eine stärkere Dämpfung für senkrechten Ioneneinfall ist auch in der Bradley-Shipman-Theorie enthalten. Die dort enthaltene Dämpfung resultiert nicht aus der Redeposition, sondern aus der Anreicherung der stärker gesputterten Komponente in den Spitzen der Punktstrukturen und somit aus einer lokalen Variation der Zusammensetzung. In der Bradley-Shipman-Theorie ist auch der Impulsübertrag, der nur für Winkel kleiner 45° eine glättende Wirkung besitzt, enthalten. Ein Wegfall dieses glättenden Beitrags reduziert die Dämpfung, und die entstehenden Strukturen sind ungeordneter, was den experimentellen Befunden entspricht. Bei ungeordneten Strukturen ist die Redeposition geringer. Für große Winkel weist die Kontinuums Gleichung eine starke Anisotropie auf, wodurch sich die Rippel bilden. Entsprechend den Kontinuums Gleichungen führt eine höhere Dämpfung zu einer Stabilisierung des Musters. Dies gilt sowohl für die Bradley-Shipman-Theorie, wo die lokale Zusammensetzung die Dämpfung bestimmt, als auch für die gedämpfte Kuramoto-Sivashinsky-Gleichung, wo als mögliche Ursache der Dämpfung die Redeposition vorgeschlagen worden ist.

Im Gegensatz zum Galliumantimonid ist auf Germanium kein Anstieg der Strukturhöhe mit dem Einfallswinkel vorhanden, die charakteristische Länge sinkt mit der Ionenenergie, die Oberfläche wird bei niedrigen Energien geglättet und das Aspektverhältnis ist deutlich geringer. Die Ursache dieser Effekte ist der geringe Unterschied der Sputterausbeuten von Gallium und Germanium, was eine geringere Modulation der lokalen Oberflächenzusammensetzung bewirkt. Damit wird die bei GaSb beobachtete Abschattung von der Vakanzdynamik überlagert, die den Musterbildungsprozess auf Germanium bestimmt. Die Tiefe, in der die Vakanzen entstehen, entscheidet über den Typ der sich bildenden Strukturen, was in der Energie- und Winkelabhängigkeit zu erkennen ist. Wenn die Vakanzen zu nahe an der Oberfläche erzeugt werden, wird diese geglättet, da mehr Vakanzen innerhalb ihrer Lebenszeit die Oberfläche erreichen und sich somit nicht mehr verbinden und stabilisieren können. Damit fällt diese Instabilität weg und es ist nur noch die Glättung der Oberfläche durch Diffusion und den Impulsübertrag nach Carter-Vishnyakov vorhanden.

Bei der Bestrahlung von Germanium mit Ge^+ -Ionen bilden sich Lochstrukturen, die keine hexagonale Nahordnung aufweisen. Damit kann es sich bei der Dämpfung, welche die Nahordnung bewirkt, nicht ausschließlich um die Redeposition handeln. Stattdessen beeinflusst die Zusammensetzung den Musterbildungsprozess. Da sich bei der Bestrahlung von Germanium mit Germanium nur eine Komponente im Materialsystem befindet, ist keine lokale Modulation der Zusammensetzung möglich. Damit ist die Dämpfung, die in der Bradley-Shipman-Theorie aufgrund der Anreicherung der stärker gesputterten Komponente in der Spitze der Strukturen vorhanden ist, nicht möglich. Eine geringere Dämpfung führt zu ungeordneten Strukturen und die Amplitude müsste steigen. Da sie stattdessen sinkt, ist dies ein Indikator für die fehlende Abschattung durch die zweite Komponente.

Die Aspektverhältnisse der entstehenden Strukturen sind für zusammengesetzte Festkörper am größten, da die Komponenten unterschiedliche Sputterausbeuten besitzen. Zudem werden dort hohe Ordnungen erwartet. Für hohe Ordnungen ist die Dämpfung notwendig, die sowohl über den Impulsübertrag als auch über Diffusion oder Redeposition erreicht werden kann, wobei nur Redeposition nicht ausreichend ist. Eine erhöhte Temperatur reduziert die Ordnung auf GaSb deutlich, da die Mobilität der Gallium-Atome erhöht wird. Damit können sich größere Bereiche mit erhöhter Gallium-Konzentration bilden, die die darunter liegenden Regionen abschatten. Dies erhöht das Aspektverhältnis weiter und führt zu ungeordneten Strukturen, wie sie zum Beispiel bei [124, 125, 181–183] beobachtet worden sind. Die zusätzlich durch die Diffusion hervorgerufene Instabilität ist eine Folge der unterschiedlichen Mobilitäten von Gallium und Antimon. Wenn sie sich für alle beteiligten Komponenten gleich stark erhöht, wirkt sie glättend.

Bei der Bedampfung der Lochstrukturen mit Silber unter senkrechtem Einfall verändert sich der erhaltene Film kaum. So bilden sich bei einem darunter befindlichen Siliziumoxid Cluster, wohingegen eine direkte Deposition auf die Lochstrukturen zu nahezu geschlossenen Filmen führt. Durch die vergrößerte Oberfläche aufgrund der Vorstrukturierung ist die Clusteranzahl dort höher als auf dem planaren Substrat. Wenn sich eine nahezu geschlossene Schicht bildet, unterscheidet sich die Oberfläche nach dem Tempern bei Verwendung eines planaren und eines vorstrukturierten Substrats erheblich. Aufgrund der kleineren zusammenhängenden Bereiche, die nach der Deposition auf dem vorstrukturierten Substrat erhalten werden, verändert sich die Oberfläche kaum. Ohne diese Vorstrukturierung bilden sich Cluster mit einer Höhe von bis zu 45 nm, wodurch der Bedeckungsgrad deutlich sinkt. Damit bewirkt eine Vorstrukturierung eine erhöhte Stabilität der Strukturen gegenüber dem Tempern.

Wenn eine Eischicht unter senkrechtem Einfallswinkel auf die Lochstrukturen aufgedampft

wird, folgt diese der Oberfläche. Bei einer Deposition unter einem Winkel von 85° zur Oberflächennormalen bilden sich säulenartige Strukturen. Diese sind bei Verwendung eines vorstrukturierten Substrats deutlich höher und haben größere Abstände, da das Wachstum bevorzugt auf den Erhebungen um die Lochstrukturen (Abb. 7.0.1b) beginnt. Die Ursache dafür ist ein lokal erhöhter Fluss aufgrund des lokal veränderten Einfallswinkels. Die Lochstrukturen werden auch für höhere Schichtdicken nicht gefüllt. Stattdessen steigt der Anteil der zusammenhängenden Säulen an.

Eine Untersuchung der magnetischen Eigenschaften dieser Eisenfilme zeigt, dass bei einer geschlossenen Schicht primär die polare Magnetisierungs Komponente verändert wird, da es sich nicht mehr um einen flachen Film handelt, sondern dieser eine erhöhte Rauigkeit aufweist. In der Oberflächenebene sind durch die Lochstrukturen keine Vorzugsrichtungen gegeben, so dass sich die magnetischen Eigenschaften in dieser Ebene kaum von denen einer planaren Oberfläche unterscheiden.

Die säulenartigen Strukturen weisen sowohl eine starke magnetische als auch magnetooptische Anisotropie auf. Die magnetischen Eigenschaften ändern sich dabei nicht mit der Größe der Säulen. Die einzige magnetische Veränderung der auf dem vorstrukturierten Substrat befindlichen Säulen ist das Vorhandensein von dreieckigen Öffnungen in den SQUID-Kurven, die durch eine zweite Phase erklärt werden können. Diese könnte zum Beispiel der zusammenhängende Bereich sein, der bei den größeren Strukturen deutlicher ausgeprägt ist. Die schwere Richtung liegt dabei nicht genau in der Säulenrichtung, sondern in der Projektion dieser Richtung auf die Oberfläche.

Eine Drehung der säulenartigen Strukturen bewirkt dabei das gleiche wie eine Phasenverschiebung des Kompensators um $1/3$ -Laserwellenlänge. Die Form der Hysteresen weist auf einen Wechsel der gemessenen Magnetisierungs Komponenten (m_x und m_z) hin. Da sich bei Verwendung eines Kompensators die Form der Hysterese in Abhängigkeit der Phasenverschiebung ändert, besteht der Kerr-Vektor aus mehreren Komponenten mit unterschiedlichen Kerr-Phasen. Diese werden bei einer Veränderung des Projektionswinkels unterschiedlich stark gewichtet.

Durch die Verwendung von vorstrukturierten Substraten für die Deposition von Silber oder Eisen kann das Wachstum der aufgedampften Schichten gezielt modifiziert werden, was an der größeren Oberfläche beziehungsweise dem lokal veränderten Depositionswinkel liegt.

Abbildungsverzeichnis

2.3.1 Schematische Darstellung der Ortsabhängigkeit der Sputterraten.	11
2.3.2 Darstellung der Winkelabhängigkeit der Koeffizienten $\nu'_{x,y}$	15
2.3.3 Veränderung der Zusammensetzung durch Ionenbeschuss. Nach [176].	18
2.3.4 Schematische Darstellung der Glättung der Oberfläche durch den Impulsübertrag. Nach [176].	19
2.3.5 Simulation der Entwicklung der GaSb-Oberfläche. Aus [124].	20
2.3.6 Schematische Darstellung der Anreicherung von Gallium. Aus [125].	21
2.4.1 Schema der Berechnung der Paarkorrelationsfunktion. Nach [120].	23
2.4.2 Auswertung einer REM-Aufnahme bezüglich der Ordnung und der charakteristi- schen Länge.	23
2.5.1 Schema zur Bestimmung des Korrekturwinkels.	24
2.5.2 Schema zur Bestimmung des Anstiegswinkels und der Höhe.	25
2.5.3 Schema zur Bestimmung des Anstiegswinkels und der Höhe für geneigte Punkt- strukturen.	25
2.6.1 Kamerabild des Kammerinneren des NVision 40.	26
2.6.2 REM-Aufnahmen von einer zu präparierenden Probe mit der TMR-Struktur. . .	27
2.6.3 Erster Teil der Präparation einer TEM-Lamelle.	28
2.6.4 Zweiter Teil der Präparation einer TEM-Lamelle.	32
2.6.5 TMR-Stapel	34
2.6.6 TMR-Stapel nach einer Elektronenstrahlabscheidung mit zu großer Blende. . . .	36
2.6.7 Hochauflösende TEM-Aufnahme geeigneter Punktstrukturen auf GaSb.	36
3.1.1 Orte der Schnittpunktgleichungen.	40
3.1.2 Ternäres Phasendiagramm von Ga-Sb-O.	41
3.1.3 Zusammensetzung des Oxidfilms.	41
3.1.4 AES-Messung einer unbehandelten GaSb-Oberfläche.	42
3.3.1 Energieabhängigkeit der mittleren Eindringtiefe.	45
3.3.2 Sputterausbeute in Abhängigkeit der Energie der Argonionen.	46
3.3.3 REM-Aufnahmen der Energieabhängigkeit der Punktstrukturen	47
3.3.4 TEM-Aufnahmen der Energieabhängigkeit der in Abb. 3.3.3 dargestellten Punkt- strukturen.	47
3.3.5 Abhängigkeiten von der Ionenenergie für einen niedrigen Fluss.	48
3.4.1 REM-Aufnahmen für verschiedene Flüsse und Energien	50
3.4.2 REM- und TEM-Aufnahmen für verschiedene Flüsse und eine Ionenenergie von 1100 eV.	52
3.4.3 Radiale Paarkorrelationsfunktionen für eine Ionenenergie von 1100 eV.	52
3.4.4 Abhängigkeiten von der Ionenenergie für verschiedene Flüsse.	55
3.4.5 REM- und TEM-Aufnahmen für verschiedene Flüsse und eine Ionenenergie von 500 eV.	57

3.4.6 Abhängigkeiten vom Fluss für eine Ionenenergie von 500 eV.	58
3.4.7 Abhängigkeiten von der Ordnung für eine Ionenenergie von 500 eV.	59
3.5.1 Sputterausbeute in Abhängigkeit des Einfallswinkels.	60
3.5.2 REM- und TEM- Aufnahmen für verschiedene Winkel.	62
3.5.3 Hochauflösende TEM-Aufnahmen für verschiedene Ioneneinfallswinkel.	63
3.5.4 Schematische Darstellung des Winkels der REM-Aufnahmen in Abb. 3.5.5.	63
3.5.5 Gekippte REM-Aufnahmen der geeigneten Punktstrukturen.	64
3.5.6 Abhängigkeiten vom Ioneneinfallswinkel.	66
3.5.7 Punktstrukturen für verschiedene Winkel. Aus [124].	68
3.5.8 Punktstrukturen für senkrechten Ioneneinfall (a, c–d) und unter 60°. Aus [125].	68
3.6.1 REM- und TEM-Aufnahmen der Fluenzabhängigkeit für 0°.	70
3.6.2 REM- und TEM-Aufnahmen der Fluenzabhängigkeit für 40°.	72
3.6.3 Gekippte REM-Aufnahmen der bei verschiedenen Fluenzen entstandenen geeigneten Punktstrukturen.	74
3.6.4 Abhängigkeiten von der Sputtertiefe für verschiedene Winkel.	75
3.7.1 Simulation der Punktstrukturen nach der BS-Theorie.	79
3.7.2 Vergleich von Simulation und Messergebnis für senkrechten Ioneneinfall.	79
4.2.1 REM-Aufnahmen der Lochstrukturen bei 5 keV und verschiedenen Fluenzen.	83
4.2.2 AFM-Aufnahmen der Lochstrukturen.	84
4.2.3 TEM-Aufnahmen der bei 5 keV entstandenen Lochstrukturen.	85
4.2.4 Abhängigkeiten von der Fluenz für eine Ionenenergie von 5 keV.	86
4.2.5 REM-Aufnahmen der Fluenzabhängigkeit der Lochstrukturen bei 6 keV.	87
4.2.6 TEM-Aufnahmen der bei 6 keV entstandenen Lochstrukturen.	88
4.2.7 Abhängigkeiten von der Fluenz für eine Ionenenergie von 6 keV.	88
4.3.1 Energieabhängigkeit der Strukturen für verschiedene Fluenzen. Erster Teil.	90
4.3.2 Energieabhängigkeit der Strukturen für verschiedene Fluenzen. Zweiter Teil.	92
4.3.3 Abhängigkeiten von der Energie für verschiedene Fluenzen.	93
4.3.4 TEM-Aufnahmen der bei verschiedenen Energien entstandenen Strukturen.	95
4.3.5 Energieabhängigkeit der Höhe, des Aspektverhältnisses und der Dicke der amorphen Schicht.	97
4.3.6 Glättung der Oberfläche durch Bestrahlung mit 3 keV Ga ⁺ -Ionen.	99
4.4.1 REM-Aufnahmen der Lochstrukturen auf amorphem Germanium.	100
4.4.2 TEM-Aufnahmen der amorphen und kristallinen Lochstrukturen.	100
4.5.1 Schema der Bestrahlung mittels FIB (nicht maßstabsgetreu)	102
4.5.2 REM-Aufnahmen von mittels verschiedenen Strömen entstandenen Lochstrukturen.	103
4.5.3 Abhängigkeit der Ordnung vom Strom.	105
4.5.4 REM-Aufnahmen bei einer Flussveränderung um vier Größenordnungen.	105
4.6.1 REM-Aufnahme der Oberfläche, nachdem der FIB für 140 ms an dieser Stelle gestanden hat.	107
4.6.2 REM-Aufnahmen des Einflusses des Rasterns mit breitem Ionenstrahl.	107
4.7.1 Vergleich von mittels FIB und breitem Ionenstrahl entstandenen Strukturen	109
4.7.2 TEM-Aufnahmen der durch FIB und breiten Ionenstrahl entstandenen Lochstrukturen.	111
4.7.3 Einfluss der Kohlenstoffkontamination auf die Strukturbildung.	112
4.8.1 EDX-Linescan durch die amorphe Schicht.	113
4.9.1 Durch Ga ⁺ - und Ge ⁺ -Ionen entstandene Lochstrukturen.	115

4.9.2 Abhängigkeiten von der Ionensorte.	117
4.9.3 Abhängigkeit der Höhe der Lochstrukturen von der Ionensorte.	118
4.10.1 Simulation der Lochstrukturen nach der BS-Theorie.	119
4.10.2 Vergleich von Simulation und Messergebnis für senkrechten Ioneneinfall.	119
4.11.1 REM-Aufnahmen der Winkelabhängigkeit bei 5 keV.	121
4.11.2 REM-Aufnahme bei 30° und 5 keV.	121
4.11.3 TEM-Aufnahmen der Winkelabhängigkeit bei 5 keV.	123
4.11.4 REM-Aufnahmen der Winkelabhängigkeit bei 6 keV.	125
4.11.5 REM-Aufnahme und FFT bei 40° und 6 keV.	125
4.11.6 TEM-Aufnahmen der Winkelabhängigkeit bei 6 keV.	127
4.11.7 TEM-Aufnahme bei 40° und 6 keV.	128
5.0.1 Zur anschließenden Deposition von Silber verwendete Substrate.	131
5.0.2 REM- und TEM-Aufnahmen der mit 9 nm Silber bedampften Oberflächen.	132
5.0.3 Schematische Darstellung der unterschiedlichen Weglänge.	135
6.1.1 REM- und TEM-Aufnahmen der mit Eisen bedampften Germaniumoberflächen.	138
6.2.1 Beschreibung des Polarisationszustandes.	141
6.2.2 Schematische Darstellung der im folgenden verwendeten Winkel.	142
6.2.3 Charakteristische Größen der Hysterese eines Ferromagneten.	143
6.2.4 Magnetische Messungen einer planaren Eisenschicht.	145
6.2.5 Kerrmikroskopie-Aufnahmen eines planaren Eisenfilms.	146
6.2.6 Schematische Darstellung der Magnetisierungsrichtungen in Abb. 6.2.5b.	147
6.2.7 Magnetische Messungen einer Eisenschicht auf einem vorstrukturierten Substrat.	148
6.2.8 REM-Aufnahme der untersuchten geneigten, säulenartigen Strukturen.	149
6.2.9 SQUID-Messungen der in Abb. 6.2.8 gezeigten Strukturen.	150
6.2.10 FMR-Messung der Winkelabhängigkeit von H_{Resonanz}	151
6.2.11 Hysteresen sowie Winkelabhängigkeit des Kerrsignals bei 3200 Oe.	152
6.2.12 Polardiagramme der Winkelabhängigkeit.	153
6.2.13 Veränderung der Hysteresen bei Verwendung eines Kompensators.	155
6.2.14 Hysteresen eines Rotationsscans der geneigten Strukturen.	158
7.0.1 REM-Aufnahmen der nach Bestrahlung unter senkrechtem Ioneneinfall auf Galliumantimonid und Germanium entstandenen Strukturen.	159

Tabellenverzeichnis

3.1.1 Reaktionsgleichungen zu den Punkten 1–3 aus Abb. 3.1.1. [188].	40
3.1.2 Koeffizienten für präferentielles Sputtern von GaSb. Nach [190].	43
3.3.1 Sputtertiefen für verschiedene Energien.	45
3.4.1 Abhängigkeit der charakteristischen Länge vom Fluss	53
3.5.1 Sputtertiefen für verschiedene Winkel.	60
3.6.1 Sputtertiefen für verschiedene Fluenzen der Argonionen einer Energie von 500 eV.	69
4.2.1 Abhängigkeiten von der Fluenz für die bei 5 keV entstandenen Lochstrukturen.	85
4.2.2 Abhängigkeiten von der Fluenz für die bei 6 keV entstandenen Lochstrukturen.	88
4.4.1 Einfluss der Kristallstruktur auf die Lochstrukturen.	101
4.5.1 Verwendete Parameter zum Erhalt der in Abb. 4.5.2 gezeigten Lochstrukturen.	104
4.5.2 Charakteristische Länge der in Abb. 4.5.2 gezeigten Strukturen.	104
4.6.1 Einfluss des Rasterns auf die Lochstrukturen.	108
4.7.1 Ordnung und charakteristische Länge für $1,0 \times 10^{18}$ Ionen/cm ²	110
4.7.2 Ordnung und charakteristische Länge für $2,0 \times 10^{17}$ Ionen/cm ²	110
5.0.1 Auswertung einiger in Abb. 5.0.1 und Abb. 5.0.2 gezeigter Strukturen.	134

Literaturverzeichnis

- [1] MARTÍN, J. I., J. NOGUÉS, K. LIU, J. L. VICENT und I. K. SCHULLER: *Ordered magnetic nanostructures: fabrication and properties*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 256(1–3):449–501, 2003. 2, 3
- [2] VIEU, C., F. CARCENAC, A. PÉPIN, Y. CHEN, M. MEJIAS, A. LEBIB, L. MANIN-FERLAZZO, L. COURAUD und H. LAUNOIS: *Electron beam lithography: resolution limits and applications*. Applied Surface Science, 164:111–117, 2000. 2
- [3] LEECH, P. W., B. A. SEXTON und R. J. MARNOCK: *Scanning probe microscope analysis of microstructures in optically variable devices*. Microelectronic Engineering, 60(3–4):339–346, 2002. 2
- [4] CLEMENS, S., T. SCHNELLER, A. VAN DER HART, F. PETER und R. WASER: *Registered Deposition of Nanoscale Ferroelectric Grains by Template-Controlled Growth*. Advanced Materials, 17(11):1357–1361, 2005. 2
- [5] CHÉRIF, S. M. und J.-F. HENNEQUIN: *Submicron structures in thin layers by electron beam lithography and ion beam sputtering*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 165(1–3):504–507, 1997. 2
- [6] KHAMSEHPOUR, B., C. D. W. WILKINSON, J. N. CHAPMAN und A. B. JOHNSTON: *High resolution patterning of thin magnetic films to produce ultrasmall magnetic elements*. Journal of Vacuum Science & Technology B, 14(5):3361–3366, 1996. 2
- [7] COWBURN, R. P., D. K. KOLTSOV, A. O. ADEYEYE, M. E. WELLAND und D. M. TRICKER: *Single-Domain Circular Nanomagnets*. Physical Review Letters, 83(5):1042–1045, 1999. 2
- [8] MAEDA, A., M. KUME, T. OGURA, K. KUROKI, T. YAMADA, M. NISHIKAWA und Y. HARADA: *Magnetic wire and box arrays (invited)*. Journal of Applied Physics, 76(10):6667–6670, 1994. 2
- [9] HILLMANN, MICHAEL: *3-dimensionale Nanostrukturierung mittels fokussierter Ionenstrahlolithographie*. Dissertation, 2001. 2
- [10] HOPMAN, W. C. L., F. AY, W. B. HU, V. J. GADGIL, L. KUIPERS, M. POLLNAU und R. M. DE RIDDER: *Focused ion beam scan routine, dwell time and dose optimizations for submicrometre period planar photonic crystal components and stamps in silicon*. Nanotechnology, 18(19):195305, 2007. 2
- [11] KOLÍBAL, M., T. MATLOCHA, T. VYSTAVĚL und T. ŠIKOLA: *Low energy focused ion beam milling of silicon and germanium nanostructures*. Nanotechnology, 22(10):105304, 2011. 2

- [12] LIAN, J., L. M. WANG, X. C. SUN, Q. K. YU und R. C. EWING: *Patterning Metallic Nanostructures by Ion-Beam-Induced Dewetting and Rayleigh Instability*. Nano Letters, 6(5):1047–1052, 2006. 2
- [13] TSENG, A. A.: *Recent developments in micromilling using focused ion beam technology*. Journal of Micromechanics and Microengineering, 14(4):R15–R34, 2004. 2
- [14] TSENG, A. A.: *Recent Developments in Nanofabrication Using Focused Ion Beams*. Small, 1(10):924–939, 2005. 2
- [15] ALBRECHT, M., C. T. RETTNER, A. MOSER, M. E. BEST und B. D. TERRIS: *Recording performance of high-density patterned perpendicular magnetic media*. Applied Physics Letters, 81(15):2875–2877, 2002. 2
- [16] CHYR, I., B. LEE, L. C. CHAO und A. J. STECKL: *Damage generation and removal in the Ga⁺ focused ion beam micromachining of GaN for photonic applications*. Journal of Vacuum Science & Technology B, 17(6):3063–3067, 1999. 2
- [17] CHYR, I. und A. J. STECKL: *Focused Ion Beam Micromachining of GaN Photonic Devices*. MRS Internet Journal of Nitride Semiconductor Research, 4S1:G10.7, 1999. 2
- [18] TERRIS, B. D. und T. THOMSON: *Nanofabricated and self-assembled magnetic structures as data storage media*. Journal of Physics D: Applied Physics, 38(12):R199–R222, 2005. 2, 3
- [19] GWYN, C. W., R. STULEN, D. SWEENEY und D. ATTWOOD: *Extreme ultraviolet lithography*. Journal of Vacuum Science & Technology B, 16(6):3142–3149, 1998. 2
- [20] STULEN, R. H. und D. W. SWEENEY: *Extreme Ultraviolet Lithography*. IEEE Journal of Quantum Electronics, 35(5):694–699, 1999. 2
- [21] ITO, T. und S. OKAZAKI: *Pushing the limits of lithography*. Nature, 406(6799):1027–1031, 2000. 2, 3
- [22] HEHN, M., K. OUNADJELA, J. P. BUCHER, F. ROUSSEAUX, D. DECANINI, B. BARTENLIAN und C. CHAPPERT: *Nanoscale Magnetic Domains in Mesoscopic Magnets*. Science, 272(5269):1782–1785, 1996. 2
- [23] CHASON, E., S. T. PICRAUX, J. M. POATE, J. O. BORLAND, M. I. CURRENT, T. DIAZ DE LA RUBIA, D. J. EAGLESHAM, O. W. HOLLAND, M. E. LAW, C. W. MAGEE, J. W. MAYER, J. MELNGAILIS und A. F. TASCH: *Ion beams in silicon processing and characterization*. Journal of Applied Physics, 81(10):6513–6561, 1997. 2
- [24] CHOU, S. Y., C. KEIMEL und J. GU: *Ultrafast and direct imprint of nanostructures in silicon*. Nature, 417(6891):835–837, 2002. 2
- [25] CHOU, S. Y., P. R. KRAUSS und P. J. RENSTROM: *Imprint Lithography with 25-Nanometer Resolution*. Science, 272(5258):85–87, 1996. 2
- [26] CHOU, S. Y., P. R. KRAUSS, W. ZHANG, L. J. GUO und L. ZHUANG: *Sub-10 nm imprint lithography and applications*. Journal of Vacuum Science & Technology B, 15(6):2897–2904, 1997. 2

- [27] GUO, L. J.: *Nanoimprint Lithography: Methods and Material Requirements*. Advanced Materials, 19(4):495–513, 2007. 2
- [28] XIA, Y. N., J. A. ROGERS, K. E. PAUL und G. M. WHITESIDES: *Unconventional Methods for Fabricating and Patterning Nanostructures*. Chemical Reviews, 99(7):1823–1848, 1999. 2, 3
- [29] XIA, Y. N. und G. M. WHITESIDES: *Soft Lithography*. Annual Review of Materials Science, 28:153–184, 1998. 2, 3
- [30] XIA, Y. N. und G. M. WHITESIDES: *Soft Lithography*. Angewandte Chemie – International Edition, 37(5):550–575, 1998. 2, 3
- [31] YANG, P. D., G. WIRNSBERGER, H. C. HUANG, S. R. CORDERO, M. D. MCGEHEE, B. SCOTT, T. DENG, G. M. WHITESIDES, B. F. CHMELKA, S. K. BURATTO und G. D. STUCKY: *Mirrorless Lasing from Mesostuctured Waveguides Patterned by Soft Lithography*. Science, 287(5452):465–467, 2000. 2, 3
- [32] NENDZA, M.: *Prüfung der Auswirkungen von in Antifouling-/Foul-Release-Produkten eingesetzten Siliconölen (Polydimethylsiloxanen) auf die marine Umwelt*, Umweltbundesamt, 2007. 3
- [33] XIA, Y. N., E. KIM, X.-M. ZHAO, J. A. ROGERS, M. PRENTISS und G. M. WHITESIDES: *Complex Optical Surfaces Formed by Replica Molding Against Elastomeric Masters*. Science, 273(5273):347–349, 1996. 3
- [34] GEISLER, M. und Y. N. XIA: *Patterning: Principles and Some New Developments*. Advanced Materials, 16(15):1249–1269, 2004. 3
- [35] PINER, R. D., J. ZHU, F. XU, S. H. HONG und C. A. MIRKIN: *„Dip-pen“ Nanolithography*. Science, 283(5402):661–663, 1999. 3
- [36] BANERJEE, I. A., L. T. YU, R. I. MACCUSPIE und H. MATSUI: *Thiolated Peptide Nanotube Assembly as Arrays on Patterned Au Substrates*. Nano Letters, 4(12):2437–2440, 2004. 3
- [37] LOPES, W. A. und H. M. JAEGER: *Hierarchical self-assembly of metal nanostructures on diblock copolymer scaffolds*. Nature, 414(6865):735–738, 2001. 3
- [38] MASUDA, H. und K. FUKUDA: *Ordered Metal Nanohole Arrays Made by a Two-Step Replication of Honeycomb Structures of Anodic Alumina*. Science, 268(5216):1466–1468, 1995. 3
- [39] NIELSCH, K., F. MÜLLER, A.-P. LI und U. GÖSELE: *Uniform Nickel Deposition into Ordered Alumina Pores by Pulsed Electrodeposition*. Advanced Materials, 12(8):582–586, 2000. 3
- [40] ROSS, C. A.: *Patterned Magnetic Recording Media*. Annual Review of Materials Research, 31:203–235, 2001. 3

- [41] HERNÁNDEZ-VÉLEZ, M., K. R. PIROTA, F. PÁSZTI, D. NAVAS, A. CLIMENT und M. VÁZQUEZ: *Magnetic nanowire arrays in anodic alumina membranes: Rutherford backscattering characterization*. Applied Physics A - Materials Science & Processing, 80(8):1701–1706, 2005. 3
- [42] PIROTA, K. R., P. PRIETO, A. M. J. NETO, J. M. SANZ, M. KNOBEL und M. VÁZQUEZ: *Coercive field behavior of permalloy antidot arrays based on self-assembled template fabrication*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 320(14):E235–E238, 2008. 3
- [43] XIAO, Z. L., C. Y. HAN, U. WELP, H. H. WANG, V. K. VLASKO-VLASOV, W. K. KWOK, D. J. MILLER, J. M. HILLER, R. E. COOK, G. A. WILLING und G. W. CRABTREE: *Nickel antidot arrays on anodic alumina substrates*. Applied Physics Letters, 81(15):2869–2871, 2002. 3
- [44] BADINI CONFALONIERI, G. A., K. R. PIROTA, M. VÁZQUEZ, N. M. NEMES, M. GARCIA-HERNANDEZ, M. KNOBEL und F. BATALLAN: *Magnetic and transport properties in ordered arrays of permalloy antidots and thin films*. Journal of Applied Physics, 107(8):083918. 3
- [45] MA, Y. G., S. L. LIM und C. K. ONG: *Evolution of magnetic and transport properties in pore-modified CoAlO antidot arrays*. Journal of Physics D: Applied Physics, 40(4):935–941, 2007. 3
- [46] NAVAS, D., F. ILIEVSKI und C. A. ROSS: *CoCrPt antidot arrays with perpendicular magnetic anisotropy made on anodic alumina templates*. Journal of Applied Physics, 105(11):113921, 2009. 3
- [47] VÁSQUEZ, M., K. R. PIROTA, D. NAVAS, A. ASENJO, M. HERNÁNDEZ-VÉLEZ, P. PRIETO und J. M. SANZ: *Ordered magnetic nanohole and antidot arrays prepared through replication from anodic alumina templates*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 320(14):1978–1983, 2008. 3
- [48] ROSHCHUPKINA, O. D., J. GRENZER, T. STRACHE, J. MCCORD, M. FRITZSCHE, A. MUECKLICH, C. BAEHTZ und J. FASSBENDER: *Focused ion beam induced structural modifications in thin magnetic films*. Journal of Applied Physics, 112:033901, 2012. 4
- [49] POTZGER, K., L. BISCHOFF, M. O. LIEDKE, B. HILLEBRANDS, M. RICKART, P. P. FREITAS, J. MCCORD und J. FASSBENDER: *Domain Structure of Magnetically Micro-Patterned PtMn/NiFe Exchange Bias Bilayers*. IEEE Transactions on Magnetics, 41(10):3610–3612, 2005. 4
- [50] STRACHE, T.: *unveröffentlicht*. 4
- [51] FASSBENDER, J., J. VON BORANY, A. MÜCKLICH, K. POTZGER, W. MÖLLER, J. MCCORD, L. SCHULTZ und R. MATTHEIS: *Structural and magnetic modifications of Cr-implanted Permalloy*. Physical Review B, 73:184410, 2006. 4
- [52] FASSBENDER, J. und J. MCCORD: *Control of saturation magnetization, anisotropy, and damping due to Ni implantation in thin Ni₈₁Fe₁₉ layers*. Applied Physics Letters, 88:252501, 2006. 4

- [53] MCCORD, J., L. SCHULTZ und J. FASSBENDER: *Hybrid Soft-Magnetic Lateral Exchange Spring Films Prepared by Ion Irradiation*. Advanced Materials, 20(11):2090–2093, 2008. 4
- [54] FASSBENDER, J. und J. MCCORD: *Magnetic patterning by means of ion irradiation and implantation*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 320:579–596, 2008. 4
- [55] CHAPPERT, C., H. BERNAS, J. FERRÉ, V. KOTTLER, J.-P. JAMET, Y. CHEN, E. CAMBRIL, T. DEVOLDER, F. ROUSSEAUX, V. MATHET und H. LAUNOIS: *Planar Patterned Magnetic Media Obtained by Ion Irradiation*. Science, 280(5371):1919–1922. 4
- [56] WINTZ, S., T. STRACHE, M. KÖRNER, C. BUNCE, A. BANHOLZER, I. MÖNCH, R. MATTHEIS, J. RAABE, C. QUITMANN, J. MCCORD, A. ERBE, K. LENZ und J. FASSBENDER: *Control of vortex pair states by post-deposition interlayer exchange coupling modification*. Physical Review B, 85(13):134417, 2012. 4
- [57] KELLER, A., M. FRITZSCHE, R. OGAKI, I. BALD, S. FACKO, M. D. DONG, P. KINGSHOTT und F. BESENBACHER: *Tuning the hydrophobicity of mica surfaces by hyperthermal Ar ion irradiation*. Journal of Chemical Physics, 134(10):104705, 2011. 4
- [58] KELLER, A., M. FRITZSCHE, Y.-P. YU, Q. LIU, Y.-M. LI, M. D. DONG und F. BESENBACHER: *Influence of Hydrophobicity on the Surface-Catalyzed Assembly of the Islet Amyloid Polypeptide*. Acs Nano, 5(4):2770–2778, 2011. 5
- [59] FROST, F., R. FECHNER, B. ZIBERI, J. VÖLLNER, D. FLAMM und A. SCHINDLER: *Large area smoothing of surfaces by ion bombardment: fundamentals and applications*. Journal of Physics: Condensed Matter, 21(22):224026, 2009. 5
- [60] FROST, F., G. LIPPOLD, A. SCHINDLER und F. BIGL: *Morphological, Structural and Electronic Damage on InAs and InSb Surfaces Induced by (Reactive) Ion Beam Etching*. Defect and Diffusion Forum, 183–185:127–146, 2000. 5
- [61] VAUTH, S. und S. G. MAYR: *Ion bombardment induced smoothing of amorphous metallic surfaces: Experiments versus computer simulations*. Physical Review B, 77(15):155406, 2008. 5
- [62] FROST, F., G. LIPPOLD, K. OTTE, D. HIRSCH, A. SCHINDLER und F. BIGL: *Smoothing of polycrystalline Cu(In,Ga)(Se,S)₂ thin films by low-energy ion-beam etching*. Journal of Vacuum Science & Technology A, 17(3):793–798, 1999. 5
- [63] FROST, F., R. FECHNER, B. ZIBERI, D. FLAMM und A. SCHINDLER: *Large area smoothing of optical surfaces by low-energy ion beams*. Thin Solid Films, 459(1–2):100–105, 2004. 5
- [64] FROST, F., R. FECHNER, D. FLAMM, B. ZIBERI, W. FRANK und A. SCHINDLER: *Ion beam assisted smoothing of optical surfaces*. Applied Physics A – Materials Science & Processing, 78(5):651–654, 2004. 5
- [65] KIYOHARA, S., I. MIYAMOTO, T. MASAKI und S. HONDA: *Ion beam smoothing of CVD diamond thin films by etchback method*. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B – Beam Interactions with Materials and Atoms, 121(1–4):191–194, 1997. 5

- [66] HIRATA, A., H. TOKURA und M. YOSHIKAWA: *Smoothing of chemically vapour deposited diamond films by ion beam irradiation*. Thin Solid Films, 212(1–2):43–48, 1992. 5
- [67] CHASON, E. und T. M. MAYER: *Low-energy ion bombardment induced roughening and smoothing of SiO₂ surfaces*. Applied Physics Letters, 62(4):363–365, 1993. 5
- [68] EKLUND, E. A., R. BRUINSMA, J. RUDNICK und R. S. WILLIAMS: *Submicron-Scale Surface Roughening Induced by Ion-Bombardment*. Physical Review Letters, 67(13):1759–1762, 1991. 5
- [69] NAVEZ, M., C. SELLA und D. CHAPEROT: *Microscopie Électronique – Étude de l’attaque du verre par bombardement ionique*. Comptes rendus hebdomadaires des séances de l’Académie des sciences, 254(2):240–242, 1962. 5
- [70] CHAN, W. L. und E. CHASON: *Making waves: Kinetic processes controlling surface evolution during low energy ion sputtering*. Journal of Applied Physics, 101(12):121301, 2007. 5
- [71] CHAN, W. L. und E. CHASON: *Morphology of ion sputtered Cu(001) surface: Transition from unidirectional roughening to bidirectional roughening*. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B – Beam Interactions with Materials and Atoms, 242(1-2):228–231, 2006. 5
- [72] CHAN, W. L., N. PAVENAYOTIN und E. CHASON: *Kinetics of ion-induced ripple formation on Cu(001) surfaces*. Physical Review B, 69(24):245413, 2004. 5
- [73] BORAGNO, C., F. BUATIER, G. COSTANTINI, A. MOLLE, D. DE SANCTIS, U. VALBUSA, F. BORGATTI, R. FELICI und S. FERRER: *Time evolution of the local slope during Cu(110) ion sputtering*. Physical Review B, 68(9):094102, 2003. 5
- [74] CHAN, W. L. und E. CHASON: *Sputter ripples and radiation-enhanced surface kinetics on Cu(001)*. Physical Review B, 72(16):165418, 2005. 5
- [75] CHAN, W. L., A. RAMASUBRAMANIAM, V. B. SHENOY und E. CHASON: *Relaxation kinetics of nano-ripples on Cu(001) surface*. Physical Review B, 70(24):245403, 2004. 5
- [76] CHASON, E. und W. L. CHAN: *Kinetic phase diagram for morphological evolution on Cu(001) surfaces during ion bombardment*. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B – Beam Interactions with Materials and Atoms, 256(1):305–312, 2007. 5
- [77] CHASON, E. und W. L. CHAN: *Kinetic mechanisms in ion-induced ripple formation on Cu(001) surfaces*. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B – Beam Interactions with Materials and Atoms, 242(1–2):232–236, 2006. 5
- [78] BORAGNO, C., F. BUATIER DE MONGEOT, G. COSTANTINI, U. VALBUSA, R. FELICI, D.-M. SMILGIES und S. FERRER: *Ion etching of Ag(110) studied by X-ray and STM*. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B – Beam Interactions with Materials and Atoms, 193:590–595, 2002. 5

- [79] BORAGNO, C., F. BUATIER DE MONGEOT, G. COSTANTINI, U. VALBUSA, R. FELICI, D.-M. SMILGIES und S. FERRER: *In situ x-ray scattering study of Ag(110) nanostructuring by ion erosion*. Physical Review B, 65(15):153406, 2002. 5
- [80] COSTANTINI, G., S. RUSPONI, F. BUATIER DE MONGEOT, C. BORAGNO und U. VALBUSA: *Periodic structures induced by normal-incidence sputtering on Ag(110) and Ag(001): flux and temperature dependence*. Journal of Physics: Condensed Matter, 13(26):5875–5891, 2001. 5
- [81] CUNNINGHAM, R. L., P. HAYMANN, C. LECOMTE, W. J. MOORE und J. J. TRILLAT: *Etching of Surfaces with 8-Kev Argon Ions*. Journal of Applied Physics, 31(5):839–842, 1960. 5
- [82] ALKEMADE, P. F. A. und Z. X. JIANG: *Complex roughening of Si under oblique bombardment by low-energy oxygen ions*. Journal of Vacuum Science & Technology B, 19(5):1699–1705, 2001. 5
- [83] BIERMANN, A., A. HANISCH, J. GRENZER, T. H. METZGER und U. PIETSCH: *Tuning the shape and damage in ion-beam induced ripples on silicon*. Physica Status Solidi A – Applications and Materials Science, 208(11):2608–2611, 2011. 5
- [84] BIERMANN, A., U. PIETSCH, J. GRENZER, A. HANISCH, S. FACSKO, G. CARBONE und T. H. METZGER: *X-ray scattering and diffraction from ion beam induced ripples in crystalline silicon*. Journal of Applied Physics, 104(4):044312, 2008. 5
- [85] BROWN, A.-D. und J. ERLEBACHER: *Temperature and fluence effects on the evolution of regular surface morphologies on ion-sputtered Si(111)*. Physical Review B, 72(7):075350, 2005. 5
- [86] BROWN, A.-D., J. ERLEBACHER, W.-L. CHAN und E. CHASON: *Transient Topographies of Ion Patterned Si(111)*. Physical Review Letters, 95(5):056101, 2005. 5
- [87] CARBONE, D., A. BIERMANN, B. ZIBERI, F. FROST, O. PLANTEVIN, U. PIETSCH und T. H. METZGER: *Ion-induced nanopatterns on semiconductor surfaces investigated by grazing incidence x-ray scattering techniques*. Journal of Physics: Condensed Matter, 21(22):224007, 2009. 5
- [88] CARTER, G. und V. VISHNYAKOV: *Roughening and ripple instabilities on ion-bombarded Si*. Physical Review B, 54(24):17647–17653, 1996. 5, 14, 18
- [89] CARTER, G., V. VISHNYAKOV und M. J. NOBES: *Ripple topography development on ion bombarded Si*. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B – Beam Interactions with Materials and Atoms, 115(1–4):440–445, 1996. 5
- [90] CHASON, E., J. ERLEBACHER, M. J. AZIZ, J. A. FLORO und M. B. SINCLAIR: *Dynamics of pattern formation during low-energy ion bombardment of Si(001)*. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B – Beam Interactions with Materials and Atoms, 178:55–61, 2001. 5
- [91] CHINI, T. K., D. DATTA, S. R. BHATTACHARYA und M. K. SANYAL: *Nanostructuring with a high current isotope separator and ion implanter*. Applied Surface Science, 182(3–4):313–320, 2001. 5

- [92] CHINI, T. K., F. OKUYAMA, M. TANEMURA und K. NORDLUND: *Structural investigation of keV Ar-ion-induced surface ripples in Si by cross-sectional transmission electron microscopy*. Physical Review B, 67(20):205403, 2003. 5
- [93] CHINI, T. K., M. K. SANYAL und S. R. BHATTACHARYYA: *Energy-dependent wavelength of the ion-induced nanoscale ripple*. Physical Review B, 66(15):153404, 2002. 5, 6
- [94] DATTA, D. P. und T. K. CHINI: *Atomic force microscopy study of 60-keV Ar-ion-induced ripple patterns on Si(100)*. Physical Review B, 69(23):235313, 2004. 5
- [95] DATTA, D. P. und T. K. CHINI: *Spatial distribution of Ar on the Ar-ion-induced rippled surface of Si*. Physical Review B, 71(23):235308, 2005. 5
- [96] DATTA, D. P. und T. K. CHINI: *Coarsening of ion-beam-induced surface ripple in Si: Nonlinear effect vs. geometrical shadowing*. Physical Review B, 76(7):075323, 2007. 5
- [97] CARBONE, D., A. ALIJA, O. PLANTEVIN, R. GAGO, S. FACSKO und T. H. METZGER: *Early stage of ripple formation on Ge(001) surfaces under near-normal ion beam sputtering*. Nanotechnology, 19(3):035304, 2008. 5
- [98] CHASON, E., T. M. MAYER, B. K. KELLERMAN, D. T. MCILROY und A. J. HOWARD: *Roughening Instability and Evolution of the Ge(001) Surface during Ion Sputtering*. Physical Review Letters, 72(19):3040–3043, 1994. 5, 9
- [99] DATTA, D., S. R. BHATTACHARYYA, T. K. CHINI und M. K. SANYAL: *Evolution of surface morphology of ion sputtered GaAs(100)*. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B – Beam Interactions with Materials and Atoms, 193:596–602, 2002. 5
- [100] LIEDKE, M. O., M. KÖRNER, K. LENZ, F. GROSSMANN, S. FACSKO und J. FASSBENDER: *Magnetic anisotropy engineering: Single-crystalline Fe films on ion eroded ripple surfaces*. Applied Physics Letters, 100(24):242405, 2012. 5, 6
- [101] UMBACH, C. C., R. L. HEADRICK und K.-C. CHANG: *Spontaneous Nanoscale Corrugation of Ion-Eroded SiO₂: The Role of Ion-Irradiation-Enhanced Viscous Flow*. Physical Review Letters, 87(24):246104, 2001. 5, 13
- [102] ALKEMADE, P. F. A.: *Propulsion of Ripples on Glass by Ion Bombardment*. Physical Review Letters, 96(10):107602, 2006. 5
- [103] DATTA, A., Y.-R. WU und Y. L. WANG: *Real-time observation of ripple structure formation on a diamond surface under focused ion-beam bombardment*. Physical Review B, 63(12):125407, 2001. 5, 6
- [104] BUZIO, R., A. TOMA, A. CHINCARINI, F. BUATIER DE MONGEOT, C. BORAGNO und U. VALBUSA: *Atomic force microscopy and X-ray photoelectron spectroscopy characterization of low-energy ion sputtered mica*. Surface Science, 601(13):2735–2739, 2007. 5
- [105] FACSKO, S., T. DEKORSY, C. KOERDT, C. TRAPPE, H. KURZ, A. VOGT und H. L. HARTNAGEL: *Formation of Ordered Nanoscale Semiconductor Dots by Ion Sputtering*. Science, 285(5433):1551–1553, 1999. 5, 37, 71, 78

- [106] FROST, F., B. ZIBERI, T. HÖCHE und B. RAUSCHENBACH: *The shape and ordering of self-organized nanostructures by ion sputtering*. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B – Beam Interactions with Materials and Atoms, 216:9–19, 2004. 5, 6, 37, 49, 67
- [107] FROST, F. und B. RAUSCHENBACH: *Nanostructuring of solid surfaces by ion-beam erosion*. Applied Physics A – Materials Science & Processing, 77(1):1–9, 2003. 5, 65, 67
- [108] FROST, F., A. SCHINDLER und F. BIGL: *Roughness Evolution of Ion Sputtered Rotating InP Surfaces: Pattern Formation and Scaling Laws*. Physical Review Letters, 85(19):4116–4119, 2000. 5
- [109] GAGO, R., L. VÁZQUEZ, R. CUERNO, M. VARELA, C. BALLESTEROS und J. M. ALBELLÁ: *Production of ordered silicon nanocrystals by low-energy ion sputtering*. Applied Physics Letters, 78(21):3316–3318, 2001. 5
- [110] CHEN, H. C., C. M. HUANG, K. F. LIAO, S. W. LEE, C. H. HSU und L. J. CHEN: *Morphology modifications of quantum dots on Si(001) surface by ion sputtering*. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B – Beam Interactions with Materials and Atoms, 237(1–2):465–469, 2005. 5
- [111] FASSBENDER, J., T. STRACHE, M. O. LIEDKE, D. MARKÓ, S. WINTZ, K. LENZ, A. KELLER, S. FACSKO, I. MÖNCH und J. MCCORD: *Introducing artificial length scales to tailor magnetic properties*. New Journal of Physics, 11(12):125002, 2009. 5, 13
- [112] BOBEK, T., S. FACSKO, T. DEKORSY und H. KURZ: *Ordered quantum dot formation on GaSb surfaces during ion sputtering*. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B – Beam Interactions with Materials and Atoms, 178:101–104, 2001. 5
- [113] BOBEK, T., S. FACSKO, H. KURZ, T. DEKORSY, M. XU und C. TEICHERT: *Temporal evolution of dot patterns during ion sputtering*. Physical Review B, 68(8):085324, 2003. 5, 44, 76
- [114] FACSKO, STEFAN: *Teilchenemission aus Halbleiteroberflächen mittels Ionenstrahlen und ultrakurzer Laserpulse: Anwendungen in Nanostrukturierung und Analytik*. Dissertation, 2001. 5
- [115] FACSKO, S., T. BOBEK, T. DEKORSY und H. KURZ: *Ordered Quantum Dot Formation by Ion Sputtering*. Physica Status Solidi B – Basic Research, 224(2):537–540, 2001. 5
- [116] FACSKO, S., T. BOBEK, H. KURZ, T. DEKORSY, S. KYRSTA und R. CREMER: *Ion-induced formation of regular nanostructures on amorphous GaSb surfaces*. Applied Physics Letters, 80(1):130–132, 2002. 5, 6, 43
- [117] FACSKO, S., H. KURZ und T. DEKORSY: *Energy dependence of quantum dot formation by ion sputtering*. Physical Review B, 63(16):165329, 2001. 5, 49, 56, 59
- [118] FROST, F., D. HIRSCH und A. SCHINDLER: *Evaluation of AFM tips using nanometer-sized structures induced by ion sputtering*. Applied Surface Science, 179(1–4):8–12, 2001. 5

- [119] BISCHOFF, L., K.-H. HEINIG, B. SCHMIDT, S. FACSKO und W. PILZ: *Self-organization of Ge nanopattern under erosion with heavy Bi monomer and cluster ions*. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B – Beam Interactions with Materials and Atoms, 272:198–201, 2012. 5, 6
- [120] BÖTTGER, R., L. BISCHOFF, S. FACSKO und B. SCHMIDT: *Quantitative analysis of the order of Bi ion induced dot patterns on Ge*. Europhysics Letters, 98(1):16009, 2012. 5, 22, 23, 163
- [121] WEI, Q. M., X. L. ZHOU, B. JOSHI, Y. B. CHEN, K.-D. LI, Q. H. WEI, K. SUN und L. M. WANG: *Self-Assembly of Ordered Semiconductor Nanoholes by Ion Beam Sputtering*. Advanced Materials, 21(28):2865–2869, 2009. 6, 84, 85, 100
- [122] FRITZSCHE, M., A. MUECKLICH und S. FACSKO: *Nanohole pattern formation on germanium induced by focused ion beam and broad beam Ga⁺ irradiation*. Applied Physics Letters, 100(22):223108, 2012. 6, 13
- [123] NOZU, M., M. TANEMURA und F. OKUYAMA: *Direct evidence for In-crystallite growth on sputter-induced InP cones*. Surface Science Letters, 304(3):L468–L474, 1994. 6
- [124] LE ROY, S., E. SØNDERGÅRD, I. S. NERBØ, M. KILDEMO und M. PLAPP: *Diffuse-interface model for nanopatterning induced by self-sustained ion-etch masking*. Physical Review B, 81(16):161401(R), 2010. 6, 20, 37, 58, 67, 68, 71, 76, 80, 161, 163, 164
- [125] LE ROY, S., E. BARTHEL, N. BRUN, A. LELARGE und E. SØNDERGÅRD: *Self-sustained etch masking: A general concept to initiate the formation of nanopatterns during ion erosion*. Journal of Applied Physics, 106(9):094308, 2009. 6, 20, 21, 37, 38, 67, 68, 80, 161, 163, 164
- [126] NERBØ, I. S., S. LE ROY, M. FOLDYNA, M. KILDEMO und E. SØNDERGÅRD: *Characterization of inclined GaSb nanopillars by Mueller matrix ellipsometry*. Journal of Applied Physics, 108(1):014307, 2010. 6, 37, 77
- [127] CUENAT, A. und M. J. AZIZ: *Spontaneous pattern formation from focused and unfocused ion beam irradiation*. In: STACH, E. A., E. H. CHASON, R. HULL und S. D. BADER (Herausgeber): *Current Issues in Heteroepitaxial Growth-Stress Relaxation and Self Assembly*, Band 696 der Reihe *Materials Research Society Symposium Proceedings*, Seiten 31–36. 6, 91
- [128] BISCHOFF, L., W. PILZ und B. SCHMIDT: *Amorphous solid foam structures on germanium by heavy ion irradiation*. Applied Physics A – Materials Science & Processing, 104(4):1153–1158, 2011. 6
- [129] BÖTTGER, R., L. BISCHOFF, K.-H. HEINIG, W. PILZ und B. SCHMIDT: *From sponge to dot arrays on (100) Ge by increasing the energy of ion impacts*. Journal of Vacuum Science & Technology B, 30(6):06FF12, 2012. 6, 91
- [130] MACKO, S., J. GRENZER, F. FROST, M. ENGLER, D. HIRSCH, M. FRITZSCHE, A. MÜCKLICH und T. MICHELY: *Iron-assisted ion beam patterning of Si(001) in the crystalline regime*. New Journal of Physics, 14:073003, 2012. 6

- [131] MACKO, S., F. FROST, B. ZIBERI, D. F. FÖRSTER und T. MICHELY: *Is keV ion-induced pattern formation on Si(001) caused by metal impurities?* Nanotechnology, 21(8):085301, 2010. 6, 13, 65
- [132] MACKO, S., F. FROST, M. ENGLER, D. HIRSCH, T. HÖCHE, J. GRENZER und T. MICHELY: *Phenomenology of iron-assisted ion beam pattern formation on Si(001)*. New Journal of Physics, 13:073017, 2011. 6
- [133] BISIO, F., R. MORONI, F. BUATIER DE MONGEOT, M. CANEPA und L. MATTERA: *Isolating the Step Contribution to the Uniaxial Magnetic Anisotropy in Nanostructured Fe/Ag(001) Films*. Physical Review Letters, 96(5):057204, 2006. 6
- [134] LIEDKE, M. O., B. LIEDKE, A. KELLER, B. HILLEBRANDS, A. MÜCKLICH, S. FACSKO und J. FASSBENDER: *Induced anisotropies in exchange-coupled systems on rippled substrates*. Physical Review B, 75(22):220407(R), 2007. 6, 137
- [135] KÖRNER, M., K. LENZ, M. O. LIEDKE, T. STRACHE, A. MÜCKLICH, A. KELLER, S. FACSKO und J. FASSBENDER: *Interlayer exchange coupling of Fe/Cr/Fe thin films on rippled substrates*. Physical Review B, 80(21):214401, 2009. 6
- [136] LIEDKE, M. O., M. KÖRNER, K. LENZ, M. FRITZSCHE, M. RANJAN, A. KELLER, E. ČIŽMÁR, S. A. ZVYAGIN, S. FACSKO, K. POTZGER, J. LINDNER und J. FASSBENDER: *Crossover in the surface anisotropy contributions of ferromagnetic films on rippled Si surfaces*. Physical Review B, 87(2):024424, 2013. 6, 137
- [137] OATES, T. W. H., A. KELLER, S. FACSKO und A. MÜCKLICH: *Aligned Silver Nanoparticles on Rippled Silicon Templates Exhibiting Anisotropic Plasmon Absorption*. Plasmonics, 2(2):47–50, 2007. 6
- [138] OATES, T. W. H., M. RANJAN, S. FACSKO und H. ARWIN: *Highly anisotropic effective dielectric functions of silver nanoparticle arrays*. Optics Express, 19(3):2014–2028, 2011. 6
- [139] BELARDINI, A., M. C. LARCIPRETE, M. CENTINI, E. FAZIO, C. SIBILIA, M. BERTOLLOTTI, A. TOMA, D. CHIAPPE und F. BUATIER DE MONGEOT: *Tailored second harmonic generation from self-organized metal nano-wires arrays*. Optics Express, 17(5):3603–3609, 2009. 6
- [140] CAMELIO, S., D. BABONNEAU, D. LANTAT, L. SIMONOT und F. PAILLOUX: *Anisotropic optical properties of silver nanoparticle arrays on rippled dielectric surfaces produced by low-energy ion erosion*. Physical Review B, 80(15):155434, 2009. 6
- [141] RANJAN, M., T. W. H. OATES, S. FACSKO und W. MÖLLER: *Optical properties of silver nanowire arrays with 35 nm periodicity*. Optics Letters, 35(15):2576–2578, 2010. 6
- [142] BABONNEAU, D., S. CAMELIO, L. SIMONOT, F. PAILLOUX, P. GUÉRIN, B. LAMONGIE und O. LYON: *Tunable plasmonic dichroism of Au nanoparticles self-aligned on rippled Al₂O₃ thin films*. Europhysics Letters, 93(2):26005, 2011. 6

- [143] CHINI, T. K., D. P. DATTA, W. MÖLLER, S. FACSKO, A. MÜCKLICH und U. LUCHESI [SIC]: *Room temperature photoluminescence from the amorphous Si structure generated under keV Ar-ion-induced surface rippling condition*. Applied Physics Letters, 92(10):101919, 2008. 6
- [144] MONGEOT, F. BUATIER DE und U. VALBUSA: *Applications of metal surfaces nanostructured by ion beam sputtering*. Journal of Physics: Condensed Matter, 21(22):224022, 2009. 6
- [145] SMIRNOV, V. K., D. S. KIBALOV, O. M. ORLOV und V. V. GRABOSHNIKOV: *Technology for nanoperiodic doping of a metal-oxide-semiconductor field-effect transistor channel using a self-forming wave-ordered structure*. Nanotechnology, 14(7):709–715, 2003. 6
- [146] OU, X., R. KÖGLER, X. WEI, A. MÜCKLICH, X. WANG, W. SKORUPA und S. FACSKO: *Fabrication of horizontal silicon nanowire arrays on insulator by ion irradiation*. AIP Advances, 1(4):042174, 2011. 6
- [147] BOBEK, T., N. MIKUSZEIT, J. CAMARERO, S. KYRSTA, L. YANG, M. A. NIÑO, C. HOFER, L. GRIDNEVA, D. ARVANITIS, R. MIRANDA, J. J. DE MIGUEL, C. TEICHERT und H. KURZ: *Self-Organized Hexagonal Patterns of Independent Magnetic Nanodots*. Advanced Materials, 19(24):4375–4380, 2007. 6
- [148] FACSKO, S., T. DEKORSY, C. TRAPPE und H. KURZ: *Self-organized quantum dot formation by ion sputtering*. Microelectronic Engineering, 53(1–4):245–248, 2000. 6
- [149] LORD, M. S., M. FOSS und F. BESENBACHER: *Influence of nanoscale surface topography on protein adsorption and cellular response*. Nanotoday, 5:66–78, 2010. 6
- [150] GRANONE, F., V. MUSSI, A. TOMA, S. ORLANDUCCI, M. L. TERRANOVA, C. BORAGNO, F. BUATIER DE MONGEOT und U. VALBUSA: *Ion sputtered surfaces as templates for carbon nanotubes alignment and deformation*. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B – Beam Interactions with Materials and Atoms, 230:545–550, 2005. 6
- [151] ANDERSEN, O. Z., A. KELLER, D. C. E. KRAFT, S. FACSKO, F. BESENBACHER und M. FOSS: *Response of human mesenchymal stem cells to nanoscale ripple patterns*. wird eingereicht. 6
- [152] ZIEGLER, J. F., J. P. BIRSACK und U. LITTMARK: *The Stopping and Range of Ions in Matter*. Pergamon Press, NY, 1985. 7, 8, 9, 43, 44, 45, 46, 60, 89, 99
- [153] GNASER, HUBERT: *Low-Energy Ion Irradiation of Solid Surfaces*. Springer Tracts in Modern Physics. Springer, Berlin, Heidelberg, 1999. 7
- [154] WINOGARD, N.: *Ion Beams and Laser Postionization for Molecule-Specific Imaging*. Analytical Chemistry, 65(14):622A–629A, 1993. 8
- [155] WERNER, H. W.: *Theoretical and experimental aspects of secondary ion mass spectrometry*. Vacuum, 24(10):493–504, 1974. 8
- [156] ISHII, M., Y. HIROSE, T. SATO, T. OHWAKI und Y. TAGA: *In situ analysis of Si(100) surface damage induced by low-energy rare-gas ion bombardment using x-ray photoelectron*

- spectroscopy*. Journal of Vacuum Science & Technology A – Vacuum Surfaces and Films, 15(3):820–824, 1997. [9](#)
- [157] SIGMUND, P.: *A mechanism of surface micro-roughening by ion bombardment*. Journal of Materials Science, 8(11):1545–1553, 1973. [10](#), [11](#)
- [158] SIGMUND, P.: *Theory of Sputtering. I. Sputtering Yield of Amorphous and Polycrystalline Targets*. Physical Review, 184(2):383–416, 1969. [10](#)
- [159] BRADLEY, R. M. und J. M. E. HARPER: *Theory of ripple topography induced by ion bombardment*. Journal of Vacuum Science & Technology A, 6(4):2390–2395, 1988. [11](#), [12](#)
- [160] ZIBERI, B., F. FROST und B. RAUSCHENBACH: *Formation of large-area nanostructures on Si and Ge surfaces during low energy ion beam erosion*. Journal of Vacuum Science & Technology A, 24(4):1344–1348, 2006. [13](#)
- [161] HABENICHT, S., W. BOLSE, K. P. LIEB, K. REIMANN und U. GEYER: *Nanometer ripple formation and self-affine roughening of ion-beam-eroded graphite surfaces*. Physical Review B, 60(4):R2200–R2203, 1999. [13](#), [65](#)
- [162] RUSPONI, S., G. COSTANTINI, C. BORAGNO und U. VALBUSA: *Ripple Wave Vector Rotation in Anisotropic Crystal Sputtering*. Physical Review Letters, 81(13):2735–2738, 1998. [13](#), [65](#)
- [163] ERLEBACHER, J., M. J. AZIZ, E. CHASON, M. B. SINCLAIR und J. A. FLORO: *Nonlinear amplitude evolution during spontaneous patterning of ion-bombarded Si(001)*. Journal of Vacuum Science & Technology A, 18(1):115–120, 2000. [13](#)
- [164] KELLER, A., S. ROSSBACH, S. FACKO und W. MÖLLER: *Simultaneous formation of two ripple modes on ion sputtered silicon*. Nanotechnology, 19(13):135303, 2008. [13](#), [65](#), [124](#)
- [165] FLAMM, D., F. FROST und D. HIRSCH: *Evolution of surface topography of fused silica by ion beam sputtering*. Applied Surface Science, 179(1–4):95–101, 2001. [13](#)
- [166] KELLER, A., R. CUERNO, S. FACKO und W. MÖLLER: *Anisotropic scaling of ripple morphologies on high-fluence sputtered silicon*. Physical Review B, 79(11):115437, 2009. [13](#)
- [167] RUSPONI, S., G. COSTANTINI, C. BORAGNO und U. VALBUSA: *Scaling Laws of the Ripple Morphology on Cu(110)*. Physical Review Letters, 81(19):4184–4187, 1998. [13](#)
- [168] CUERNO, R. und A.-L. BARABÁSI: *Dynamic Scaling of Ion-Sputtered Surfaces*. Physical Review Letters, 74(23):4746–4749, 1995. [13](#)
- [169] KURAMOTO, Y. und T. TSUZUKI: *Persistent Propagation of Concentration Waves in Dissipative Media Far from Thermal Equilibrium*. Progress of Theoretical Physics, 55(2):356–369, 1976. [13](#)
- [170] SIVASHINSKY, G. I.: *Nonlinear analysis of hydrodynamic instability in laminar flames – I. Derivation of basic equations*. Acta Astronautica, 4(11–12):1177–1206, 1977. [13](#)

- [171] MAKEEV, M. A., R. CUERNO und A. L. BARABÁSI: *Morphology of ion-sputtered surfaces*. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B – Beam Interactions with Materials and Atoms, 197(3–4):185–227, 2002. [14](#)
- [172] FACKO, S., T. BOBEK, A. STAHL, H. KURZ und T. DEKORSY: *Dissipative continuum model for self-organized pattern formation during ion-beam erosion*. Physical Review B, 69(15):153412, 2004. [14](#), [46](#)
- [173] DAVIDOVITCH, B., M. J. AZIZ und M. P. BRENNER: *On the stabilization of ion sputtered surfaces*. Physical Review B, 76(20):205420, 2007. [15](#), [18](#)
- [174] SHENOY, V. B., W. L. CHAN und E. CHASON: *Compositionally Modulated Ripples Induced by Sputtering of Alloy Surfaces*. Physical Review Letters, 98(25):256101, 2007. [16](#), [17](#), [18](#), [19](#)
- [175] SHIPMAN, P. D. und R. M. BRADLEY: *Theory of nanoscale pattern formation induced by normal-incidence ion bombardment of binary compounds*. Physical Review B, 84(8):085420, 2011. [17](#), [19](#), [20](#), [79](#), [117](#)
- [176] BRADLEY, R. M. und P. D. SHIPMAN: *A surface layer of altered composition can play a key role in nanoscale pattern formation induced by ion bombardment*. Applied Surface Science, 258(9):4161–4170, 2012. [17](#), [18](#), [19](#), [163](#)
- [177] BRADLEY, R. M. und P. D. SHIPMAN: *Spontaneous Pattern Formation Induced by Ion Bombardment of Binary Compounds*. Physical Review Letters, 105(14):145501, 2010. [17](#), [79](#), [117](#), [119](#)
- [178] DUTTA, P. S., H. L. BHAT und V. KUMAR: *The physics and technology of gallium antimonide: An emerging optoelectronic material*. Journal of Applied Physics, 81(9):5821–5870, 1997. [21](#), [40](#), [41](#)
- [179] FULTZ, B. und J. M. HOWE: *Transmission Electron Microscopy and Diffractometry of Materials*. Springer, 3. Auflage, 2008. [36](#)
- [180] ALLMERS, T., M. DONATH und G. RANGELOV: *Pattern formation by erosion sputtering on GaSb: Transition from dot to ripple formation and influence of impurities*. Journal of Vacuum Science & Technology B, 24(2):582–586, 2006. [37](#)
- [181] NERBØ, I. S., S. LE ROY, M. FOLDYNA, E. SØNDERGÅRD und M. KILDEMO: *Real-time in situ Mueller matrix ellipsometry of GaSb nanopillars: observation of anisotropic local alignment*. Optics Express, 19(13):12551–12561, 2011. [37](#), [38](#), [71](#), [161](#)
- [182] KILDEMO, M., I. S. NERBØ, S. HAGEN, S. LEROY und E. SØNDERGÅRD: *Spectroscopic ellipsometry of nanostructured GaSb surfaces consisting of densely packed 80–230 nm long cones*. Materials Science and Engineering B – Advanced Functional Solid-State Materials, 165(3):217–220, 2009. [38](#), [161](#)
- [183] NERBØ, I. S., S. LE ROY, M. KILDEMO und E. SØNDERGÅRD: *Real-time in situ spectroscopic ellipsometry of GaSb nanostructures during sputtering*. Applied Physics Letters, 94(21):213105, 2009. [38](#), [49](#), [161](#)

- [184] PALACIO, C., J. OLVERA, J. L. PLAZA und E. DIÉGUEZ: *XPS-AES study of the surface composition of GaSb single crystals irradiated with low energy Ar ions*. Surface & Coatings Technology, 206(13):3146–3150, 2012. 38
- [185] EL-ATWANI, O., J. P. ALLAIN, A. CIMAROLI, A. SUSLOVA und S. ORTOLEVA: *The significance of in situ conditions in the characterization of GaSb nanopatterned surfaces via ion beam sputtering*. Journal of Applied Physics, 110(7):074301, 2011. 38
- [186] EL-ATWANI, O., J. P. ALLAIN und S. ORTOLEVA: *In-situ probing of near and below sputter-threshold ion-induced nanopatterning on GaSb(100)*. Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section B – Beam Interactions with Materials and Atoms, 272:210–213, 2012. 38
- [187] MIZOKAWA, Y., O. KOMODA und S. MIYASE: *Long-Time Air Oxidation and Oxide-Substrate Reactions on GaSb, GaAs and GaP at Room-Temperature Studied by X-Ray Photoelectron-Spectroscopy*. Thin Solid Films, 156(1):127–143, 1988. 38, 39, 41, 42
- [188] SCHWARTZ, G. P., G. J. GUALTIERI, J. E. GRIFFITHS, C. D. THURMOND und B. SCHWARTZ: *Oxide-Substrate and Oxide-Oxide Chemical Reactions in Thermally Annealed Anodic Films on GaSb, GaAs, and GaP*. Journal of the Electrochemical Society, 127(11):2488–2499, 1980. 39, 40, 41, 166
- [189] KUTTY, M., E. PLIS, A. KHOSHAKHLAGH, S. MYERS, N. GAUTAM, S. SMOLEV, Y. SHARMA, R. DAWSON, S. KRISHNA, S. LEE und S. NOH: *Study of Surface Treatments on InAs/GaSb Superlattice LWIR Detectors*. Journal of Electronic Materials, 39(10):2203–2209, 2010. 40, 41
- [190] MIZOKAWA, Y., O. KOMODA, H. IWASAKI und S. NAKAMURA: *XPS Study on Oxide/GaSb Interfacial Chemical Reaction at Room Temperature*. Japanese Journal of Applied Physics Part 2-Letters, 23(5):L257–L259, 1984. 41, 43, 44, 48, 166
- [191] LÖSCHKE, K., G. KÜHN, H.-J. BILZ und G. LEONHARDT: *Oxidfilme auf A^{III}B^V-Halbleitern*. Thin Solid Films, 48(2):229–236, 1978. 41
- [192] WILMSEN, C. W.: *Oxide Layers on III-V Compound Semiconductors*. Thin Solid Films, 39:105–117, 1976. 42
- [193] KAUFMAN, H. R., J. J. CUOMO und J. M. E. HARPER: *Technology and applications of broad-beam ion sources used in sputtering. Part I. Ion source technology*. Journal of Vacuum Science & Technology, 21(3):725–736, 1982. 43
- [194] BRUKER-AXS, 1996-2008: *Powder Diffraction File Maint 14,0,0,0*. 44
- [195] PLANTEVIN, O., R. GAGO, L. VÁZQUEZ, A. BIERMANNNS und T. H. METZGER: *In situ x-ray scattering study of self-organized nanodot pattern formation on GaSb(001) by ion beam sputtering*. Applied Physics Letters, 91(11):113105, 2007. 49, 76
- [196] DIDDENS, C.: *private Kommunikation*. 59
- [197] KELLER, A., A. BIERMANNNS, G. CARBONE, J. GRENZER, S. FACSKO, O. PLANTEVIN, R. GAGO und T. H. METZGER: *Transition from smoothing to roughening of ion-eroded GaSb surfaces*. Applied Physics Letters, 94(19):193103, 2009. 71, 76

- [198] XU, M. und C. TEICHERT: *How do nanoislands induced by ion sputtering evolve during the early stage of growth?* Journal of Applied Physics, 96(4):2244–2248, 2004. 74
- [199] PÉREZ-BERGQUIST, ALEJANDRO GABRIEL: *Ion Irradiation-Induced Nanoscale Porous Structures in Semiconductors*. Dissertation, 2010. 91
- [200] NITTA, N. und M. TANIWAKI: *Nano-fabrication utilizing point defects induced by ion-implantation*. Surface & Coatings Technology, 201(19–20):8521–8525, 2007. 98
- [201] ZHOU, W., A. CUENAT und M. J. AZIZ: *Formation of self-organized nanostructures on Ge during focused ion beam sputtering*, Seiten 625–628. Institute of Physics Conference Series. IOP Publishing Ltd., Bristol, 2003. 108
- [202] MÖLLER, W., W. ECKSTEIN und J. P. BIERACK: *Tridyn – Binary Collision Simulation of Atomic-Collisions and Dynamic Composition Changes in Solids*. Computer Physics Communications, 51(3):355–368, 1988. 114
- [203] VENABLES, J. A., G. D. T. SPILLER und M. HANBÜCKEN: *Nucleation and growth of thin films*. Reports on Progress in Physics, 47:399–459, 1984. 130
- [204] VENABLES, J. A.: *Atomic processes in crystal growth*. Surface Science, 299/300:798–817, 1994. 130
- [205] KELLER, A., L. PEVERINI, J. GRENZER, G. J. KOVACS, A. MÜCKLICH und S. FACSKO: *Polycrystalline Ni thin films on nanopatterned Si substrates: From highly conformal to nonconformal anisotropic growth*. Physical Review B, 84(3):035423, 2011. 139
- [206] BAUER, MARTIN: *Grundlagen und Strategien für schnelles Schalten der Magnetisierung*. Dissertation, 2001. 140, 141
- [207] YOU, C.-Y. und S.-C. SHINA: *Generalized analytic formulae for magneto-optical Kerr effects*. Journal of Applied Physics, 84(1):541–546, 1998. 140
- [208] HAMRLE, J., J. FERRÉ, M. NÝVLT und Š. VIŠŇOVSKÝ: *In-depth resolution of the magneto-optical Kerr effect in ferromagnetic multilayers*. Physical Review B, 66:224423, 2002. 140, 141
- [209] KRONMÜLLER, H. und M. FÄHNLE: *Micromagnetism and the Microstructure of Ferromagnetic Solids*. Cambridge University Press, 2003. 142
- [210] STRACHE, T. (VACUUMSCHMELZE GMBH & CO. KG, HANAU): *private Kommunikation*, 2013. 143, 144, 154
- [211] HERZER, G.: *Grain Structure and Magnetism of Nanocrystalline Ferromagnets*. IEEE Transactions on Magnetics, 25(5):3327–3329, 1989. 143
- [212] HERZER, GISELHER: *Modern soft magnets: Amorphous and nanocrystalline materials*. Acta Materialia, 61(3):718–734, 2013. 143
- [213] LINDER, J.: *private Kommunikation*, 2013. 143

- [214] GOTO, M., H. TANGE und T. KAMIMORI: *Thickness Dependence of Field Induced Uniaxial Anisotropy in 80-Permalloy Films*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 62(2–3):251–255, 1986. [144](#)
- [215] CULLITY, B. D. und C. D. GRAHAM: *Introduction to Magnetic Materials*. Wiley, 2009. [147](#)
- [216] TORREJÓN, J., G. BADINI-CONFALONIERI und M. VÁZQUEZ: *Fabrication and magnetic properties of hard/soft magnetostatically coupled FePt/FeNi multilayer microwires*. Journal of Applied Physics, 103(7):07E712, 2008. [150](#)
- [217] RAGHUNATHAN, A., Y. MELIKHOV, J. E. SNYDER und D. C. JILES: *Modeling of two-phase magnetic materials based on Jiles-Atherton theory of hysteresis*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 324(1):20–22, 2012. [150](#)
- [218] LENZ, KILIAN: *Magnetische Anisotropie und Dämpfungsmechanismen in ultradünnen 3d-Ferromagneten: eine FMR-Studie*. Dissertation, 2005. [151](#)
- [219] LINDNER, JÜRGEN: *Ferromagnetische Resonanz an ultradünnen magnetischen Einfach- und Mehrfachlagen der 3d-Übergangsmetalle – Statik und Dynamik*. Dissertation, 2002. [151](#)
- [220] TANG, F., D.-L. LIU, D.-X. YE, T.-M. LU und G.-C. WANG: *Asymmetry of magneto-optical Kerr effect loops of Co nano-columns grown by oblique incident angle deposition*. Journal of Magnetism and Magnetic Materials, 283(1):65–70, 2004. [154](#)
- [221] MOOG, E. R., C. LIU, S. D. BADER und J. ZAK: *Thickness and polarization dependence of the magnetooptic signal from ultrathin ferromagnetic films*. Physical Review B, 39(10):6949–6956, 1989. [154](#)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen, die zum Gelingen dieser Dissertation beigetragen haben, bedanken.

Zuerst möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. Jürgen Faßbender bedanken, der mir die Möglichkeit gegeben hat, diese Arbeit am Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung des Helmholtz-Zentrums Dresden-Rossendorf anzufertigen. Des Weiteren danke ich ihm für die Begutachtung der Arbeit. Ebenso möchte ich meinem Zweitgutachter Herrn Prof. Dr. Thomas Michely für die Übernahme der Gutachtertätigkeit danken.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. Stefan Facsko für die Betreuung dieser Dissertation sowie die vielen fruchtbaren Diskussionen und Anregungen. Ebenso danke ich ihm für die Durchführung der AES-Messung.

Weiterhin möchte ich mich bei Herrn Dr. Arndt Mücklich für die Aufnahme unzähliger TEM-Bilder sowie die zahlreichen Gespräche bedanken.

Zudem möchte ich mich bei Frau Dipl. Phys. Julia Osten und Herrn Dipl. Phys. Manuel Langer für die Durchführung der Rotationsscans mittels MOKE und die Kompensatormessungen bedanken. Ebenso danke ich Herrn Dr. Rantej Bali und Frau Dipl. Phys. Julia Osten für die SQUID-Messungen. Herrn Dr. Kilian Lenz danke ich für die FMR-Messungen und Herrn Dr. Maciej Oskar Liedke für die Beschichtung der Germaniumproben mit Eisen. Weiterhin danke ich Herrn Dr. Jürgen Lindner für das Korrekturlesen des magnetischen Teils der Arbeit und die zahlreichen Gespräche. Nicht zuletzt möchte ich an dieser Stelle Herrn Dipl. Phys. Thomas Strauche für die Kerrmikroskopie-Aufnahmen sowie die zahlreichen Diskussionen und Anmerkungen zum magnetischen Teil dieser Arbeit danken.

Frau Vicki Kühn danke ich für die Beschichtung der Proben mit Silber.

Herrn Dipl. Phys. Roman Böttger danke ich dafür, dass er mir sein Matlab-Programm zur Auswertung der Ordnung zur Verfügung gestellt hat.

Weiterhin möchte ich mich bei Herrn Ingolf Winkler und Herrn Jens Zscharschuch für die Bestrahlung der Germaniumproben mittels breitem Ionenstrahl bedanken.

Zudem möchte ich mich bei Herrn Dr. Jochen Grebing für das Korrekturlesen der TEM-Lamellenpräparation, die vielen Anregungen bei der Lithographie von komplexen Strukturen sowie zur Behandlung von schlecht leitenden Proben, und nicht zuletzt für die zahlreichen Gespräche bedanken.

Ebenso danke ich Frau Prof. Dr. Sibylle Gemming, dass sie meine Ergebnisse unter einem anderem Gesichtspunkt betrachtet und dadurch auch meinen Horizont erweitert hat. Weiterhin danke ich ihr für das Korrekturlesen des GaSb-Kapitels.

Ich möchte auch all jenen danken, die mir die Möglichkeit gegeben haben, mein Wissen über ihre Materialsysteme beliebig oft zu erweitern und dies dann auch regelmäßig anzuwenden.

Frau Steffi Eckold, M.A., danke ich für einen abschließenden kritischen „Germanistenblick“ über die Arbeit.

Nicht zuletzt möchte ich all denjenigen danken, durch deren Hilfe diese Arbeit entstanden ist und die ich hier vergessen habe zu erwähnen. Zudem möchte ich mich noch bei vielen Kollegen, die ich hier nicht alle namentlich aufzählen möchte, für die gute Zusammenarbeit und die angenehme Arbeitsatmosphäre bedanken.

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe; die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Die Dissertation wurde am Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, Institut für Ionenstrahlphysik und Materialforschung, Postfach 510119, 01314 Dresden, angefertigt.

Die wissenschaftliche Betreuung erfolgte durch Herrn Dr. Stefan Facsko und Herrn Prof. Dr. Jürgen Faßbender.

Ich versichere, an keiner Institution, auch nicht im Ausland, jemals den Antrag auf Eröffnung eines Promotionsverfahrens gestellt zu haben.

Ich erkenne die Promotionsordnung der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften der Technischen Universität Dresden an.

Dresden, den 11.07.2013 Unterschrift: